



TITLE:

茅誠司におけるWeiss理論の受容の
過程：日本物性物理学史の一環とし
て(修士論文(1988年度))

AUTHOR(S):

足助, 尚志

CITATION:

足助, 尚志. 茅誠司におけるWeiss理論の受容の過程：日本物性物理学史
の一環として(修士論文(1988年度)). 物性研究 1989, 52(2): 119-212

ISSUE DATE:

1989-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/93615>

RIGHT:

修士論文

(1988年度)

茅 誠司におけるWeiss理論の受容の過程.

—日本物性物理学史の一環として—

信州大学大学院理学研究科物理学専攻物性物理学

足助 尚志

〈要旨〉

今日、強磁性はWeiss理論に基づいて理解されているが、日本における磁気研究の指導者であった本多光太郎はこれを否認しつつけた。分子磁場を仮定するWeiss理論を認めない本多の下にあった若い研究者たちが、どのようにしてWeiss理論を受け容れ、近代的な磁性研究者としての道を歩むに到ったか、その過程を、本多スクールにあって比較的早くWeiss理論を受容し、北海道で新しい磁気研究の流れを作った茅誠司において見る。茅誠司の研究者としての本格的なスタートは、1926年の東北帝国大学金属材料研究所で行った強磁性単結晶の研究である。この時期の茅は、1916年に提出された本多-大久保理論に基づいて実験結果を解析していた。その後、北大就任を前提として、1928~1930年にドイツに留学する。この時に量子力学の洗礼を受け、Heisenbergの強磁性の論文の評判を知る。帰国後北海道帝国大学に移るが、これは本多スクールからの脱却とともに茅スクールの設立を準備するものであった。ここで茅は本多の直接的な影響から離れ、金研時代よりも進んだ鉄単結晶の研究、order-disorder問題として permalloyの研究をする。また、群論を駆使した難解なHeisenberg論文(1928年)、spin waveのBloch論文(1930年)、Ni強磁性のSlater論文(1936年)を勉強し、“磁性体論”の講義を、これらの論文を紹介しながら展開する(1936~1937年)。この講義内容や茅の著作などから、茅はWeiss理論の量子力学的裏付けは、分子磁場の原因が交換相互作用にあることを明らかにしたHeisenberg論文と、Fe, Ni, Coの強磁性を理論的に示したSlater論文にあると考えていたことがわかる。しかし、茅が本当にWeiss理論を納得する上では、Bragg-Williamsの協力現象の理論が大きな役割を果たした。常磁性-強磁性転移に相転移の概念を導入することを金研時代から考えていたことを示す文献的証拠があり、ドイツでNi₃Mnの強磁性を発見した茅にとって permalloyの研究に進むのは、ある意味では自然な成り行きであったのだが、その研究過程でBragg-Williams理論における第1近似がWeiss理論と同じ構造を持つことがわかった。そして、このことが茅誠司のWeiss理論の受容に決定的役割を果たしたのである。

◇目次◇

§ 1. 序

§ 2. 茅誠司の経歴

2-1. 東北帝国大学金属材料研究所から北海道帝国大学まで

2-1. 茅誠司の思想

§ 3. Weiss理論受容過程

3-1. 受容以前

1-1. 強磁性単結晶の磁化理論 (本多-大久保理論)

1-2. Weiss理論への理解

1-3. 金属材料研究所時代の茅誠司の問題

3-2. 受容過程

2-1. Heisenberg 論文とSlater論文

2-2. 本多-大久保理論の読み換え

2-3. Bragg-Williams 理論

§ 4. Weiss理論受容の構図

4-1. 茅誠司の強磁性理論の展開

4-2. Weiss理論受容の構造図式

§ 5. 結語

§ 6. 謝辞

註ならびに文献

Appendix 1. 文献番号および資料.

Appendix 2. 茅誠司年表.

Appendix 3. 「金属の研究」目次.

Appendix 4. 「茅教授 磁性体論講義」宮原将平ノートについて.

§ 1. 序

Weissの分子場理論¹⁾は磁性体の相転移に着目した最初の理論である。これは現象論的理論であったため、1907年に発表されて以来、実験とよく合うという認識はヨーロッパを中心に広まっていく一方で、量子力学出現以前であったため、分子磁場というWeissの生み出した概念を原子論的に説明することは出来なかった。

当時、つまり1910～30年代にかけて、日本では、本多光太郎が東北帝国大学で磁性研究

の指導的役割を担っていた。本多は自らが測定した豊富な実験データを基に、Weiss理論に合わない物質の存在を認め、その結果、Weiss理論を否定する立場をとる。それは内部磁場として $10^6 \sim 10^7$ Oeもの巨大分子磁場の存在は認め難いことや、Weiss理論の理論としての成り立ち、即ち巨大な分子磁場を内包している強磁性物質が、わずかな外場（例えば100gauss程度の大きさ）によって簡単にその外場方向に磁化されてしまうということが可能であるのか？ という、現象を引き起こす原因と結果が混乱している理論であることに對する不信感なども原因なのだが、更に本多の言葉を借りれば次のようになる。

「……例へば、分子磁場の如き巨大なる磁場を生ずる原因は、之を電子説によりて説明すること殆ど不可能なり。又各小結晶が常に分子磁場の如き強大なる磁力の作用を受くるものとすれば、普通の強磁性の如く、外より作用する弱き磁場の為めに、容易に帯磁せらるること無き理なり。尚ほ氏の説は、強磁性体に著名の現象なる磁気履歴を説明すること能はず。斯の如くワイスの学説は、種種の欠点を有するに係はらず、強磁性と温度の關係を説明するを得るため、尚ほ一部の學者に信ぜらる。」²⁾

つまり、本多にとって磁性体研究において重きをなしているのは、履歴現象の解析なのである。そこで本多は大久保準三とともに、本多スクールにおける磁気研究の理論的基礎となる本多-大久保論文³⁾で履歴現象を説明出来るような理論を作る。そしてそこでも、Weissの分子磁場の理論に対し、“そのような大きさの均一場の起源を説明することは非常に困難である。”(P208より抜粋)と述べる。

このように、ヨーロッパにおいては実験との整合性を認めるものの原子論的説明が出来ず、日本においては指導者が認めないという状況にあった時、今日、教育的目的の上に書かれた磁性関係の本では、必ず出てくるWeiss理論、その日本における受容の過程を探ることは日本物性物理学史研究の一環として意味のあることと言えよう。

Weiss理論は、現在では、一般的に量子力学誕生後の Heisenberg の強磁性理論⁴⁾によって意味づけされたと受け入れられている。この時ヨーロッパにおいては、磁気履歴現象はむしろ2次の問題であり、量子力学の問題として磁性研究を考えていた。

勝木渥は、Heisenberg 理論のヨーロッパにおける受容を觀た際、Heisenberg 論文発表前、既に「強磁性が交換相互作用の関与する現象であろうとの洞察ないし予感」⁵⁾が存在したことを指摘した。つまり、今日の教育的な見方ではなく、歴史を忠実に辿った時わかるのは、先験的な科学者によるこのような洞察があったからこそ、群論を駆使した難解な Heisenberg 論文がすぐ受け入れる状況になったということである。

また、勝木は更に、「交換相互作用が分子場の原因であることは示された」⁶⁾が、分子磁場との関係が明確でない Heisenberg 論文から出発して、Heisenberg 論文と Weiss 理論の関係づけを史実を辿る過程の中で明らかにした。つまり「全系を1つの系とみなして、全系のエネルギー固有値の分布を問題としてそこから議論を進めていく Heisenberg 流のやりかた」⁷⁾から、Stoner⁸⁾の「結晶を全体として取り扱う代わりに個々の系としての原子の集団とみなす」⁹⁾やり方に移行することによって、分子磁場と交換積分の関係づけが出来たことを説いた。それは端的に言えば、Weiss 理論受容の経路として Heisenberg - Dirac¹⁰⁾ - Stoner - Weiss という、ある理論受容過程における、一つの道筋をはっきりさせたことである。

一方、日本においては、どういう状況であったのだろうか。前記した如く、日本の磁性研究の指導的立場にいた本多光太郎は一貫して Weiss 理論を否定し続けた。その本多スクールが本多の確立した理論に立脚している以上、日本で Weiss 理論や Heisenberg 理論を受容していくのは、自らが「変異遺伝子」¹¹⁾を持つ必要があるようにも考えられる。それが宮原将平の広根・彦坂に対する評価¹²⁾に繋がる。広根・彦坂論文は本多の影響下で書かれたもので、Heisenberg 論文を基本的に受け入れた上で、その修正を試みたものである。しかし結局それは、本多理論への意味づけのために書かれたものであることが勝木により読み取られている¹³⁾。

このような1930年代は、東北帝国大学金属材料研究所の本多スクールが磁気研究の中心であった。だが、やがて本多の下にいた茅誠司が北海道帝国大学へ転出し、そこで研究を開始する。茅が「1930年代の初めに北大へ移られたことは日本の磁気研究にとってきわめて重要な意味をもっていたと考えられる。」¹⁴⁾と宮原が述べるように、結果的にはドイツで量子論の洗礼を受けてきた茅が、金属材料研究所よりも一歩進んだ形で研究を進めていくことになり、それは茅の本多スクールからの脱却であると同時に、茅スクールの設立準備を意味するものとなった。

ここで二つのスクールが与えた新しい研究者への影響というものは、日本における磁気研究の歴史を考える時に、見落とせないものである。

例えば、勝木は、本多スクールにあった広根徳太郎の仕事を更に詳細に追っていくのだが、「茅誠司の門下の宮原」の影響（延いては茅の影響）を受けて、広根は新しい仕事をしていたと結論づけている¹⁵⁾。

つまり、あえて短絡であることを承知で言えば、日本の物性物理学の流れの一つの転換を茅誠司の足取りを追うことによって観ることが出来る。そして、このことは言い換えれ

ば、本多光太郎が否定し続けたWeiss理論をどのように日本で受け入れていったか、どのように茅、及び茅スクールが受容したか、その過程を窺うことである。

この論文では、このような問題意識を基に、茅誠司におけるWeiss理論の受容過程を辿ることによって、日本の物性物理学史の一端を眺めることを目的とする。

§ 2 では茅誠司の経歴を簡単に眺める。§ 3 ではWeiss理論の受容について、段階的に述べる。つまり受容以前、Heisenberg 論文とSlater論文への理解、本多—大久保理論の読み換え、更に Bragg-Williams 理論への道という具合に。§ 4 ではWeiss理論受容の構図を俯瞰する。§ 5 で結語を、§ 6 では謝辞を述べる。

尚、この論文を作成するに当たり、使用した資料のうち茅誠司に直接関係あるものは、Appendix 1 に上げてある。論文中で（文献 999）のように3桁の数字で記載されるものは、ここでの資料分類番号である。それ以外の資料は一々その名称を上げる。その時、論文タイトルや執筆者名は雑誌掲載時のものを使う。

§ 2. 茅誠司の経歴

茅の物理学史における仕事場の変遷は次の三期に分けることができる。つまり、

1. 東北帝国大学金属材料研究所時代 (1923. 4 ~1928. 7)
2. ドイツ留学～北海道帝国大学時代 (1928. 8 ~1943.11)
3. 東京帝国大学～東京大学 (1943.12 ~1963.12)

仕事内容については同時に進められたことも多いので、重なる部分が多くははっきりとした時代区分は出来ないが、上記の仕事場との対応を考慮すると大まかには次のように分けられる。

1. Fe, Ni, Co単結晶の作成とその磁氣的性質の研究
2. Fe単結晶の研究の完成、及び order-disorder 問題を意識した permalloyの研究
3. 方向性珪素鋼板の研究など

これらは茅の仕事を見ていく上での形式的な分類であるが、茅誠司の経歴全体を見ておくことも一人の物理学者の辿った道を見る上では興味あることであり、また重要なことであろう。特に戦後、科学学術行政での働き、及び文化人としての社会への奉仕活動は、茅のものの見方を知り、そこから物理学におけるものの見方を類推することも可能であるかもしれない。ここでは、全体的な経歴を Appendix 2 「茅誠司年表」に譲り、研究生活の始まりである東北帝国大学金属材料研究所時代から北海道帝国大学までで、主として取り組んだ研究課題に対するエピソードを見ていく。（§ 2－1）。更に後期の講演などを通

して茅の思想を探る (§ 2-2)。

尚、この節は、文献としては 302「巨木・茅さん」(1985)に依るところが多い。

§ 2-1. 東北帝国大学金属材料研究所から北海道帝国大学へ

茅誠司は1923年(大正12年)に東北帝国大学金属材料研究所に研究補助として採用されている。この針路は、恩師である本多光太郎の「いずれ住友あたりに口があるかもしれんから、しばらく研究所にいたらどうかあん」という言葉によって決まった。当時茅の月給は80円¹⁶⁾だった。最初に与えられたテーマは「鉄-炭素系のソリダス、固溶線の形の決定」というものである。この実験について茅は「あんなに苦しんだ実験は私の一生中になかった」と回想する。

金研の近くには Hilschfeld という本屋があった。そこで茅は新しい物理の雑誌、書物を休み時間には立ち読み、あるいは当時ドイツ語の本は安価であったので購入し、夢中で取り組んだ。この時代に夢中になった本として、特に Sommerfeld の “*Atombau und Spektrallin, Zeite Auflage*” を上げているが、この本屋で購入されたものかもしれない。

ある時その本屋で、茅は *Ergebniss der exakten Naturwissenschaften Bd II* という本を見る。その中の Polany & Masing の書いていた *Kaltrecking und Verfestigung* という項目こそが、「金属の単結晶を作って、条件を簡単にした上で低温加工の機構と硬化現象の関係を明らかにした最初のもの」¹⁷⁾であった。友人とともにこの本を買い、この項目を「耽読」した茅が、新しい知識に触れていた丁度その頃、ヨーロッパに外遊中の本多光太郎から山田光雄宛に「鉄の単結晶を作り、その磁性を研究せよ」との電報が届いたのだった。山田は結局、茅と理化学研究所の本多研究室にいた増山義雄の二名に、この実験研究をやらせることに決定した。

鉄の単結晶の研究は諸外国でも行われていた。茅は1926年(大正15年)に東北帝大理科報告に本多光太郎との連名で総合的な実験報告(文献001)をするのだが、茅にとって、磁性研究者のスタートであるこの論文には、諸外国の研究者の成果が参考文献として上げられている。そのうちの1人は W.L.Websterであり、“*The Magnetic Properties of Iron Crystals.*”(Proc.Roy.Soc.107, (1925), 496)と“*Magneto-Striction in Iron Crystals.*”(Proc.Roy.Soc.109, (1925), 570)を書いている。まず、前者の論文で興味あることは、これは基本的にはWeiss理論を実験的に説明するため書かれたものでありながら、本多-大久保の磁化過程理論の計算を引用し、それと近似的に等しいと言っていることである。つまりWeissの分子磁場を導きつつ、本多-大久保理論の一部、外場をかける方向を変化

させた時の平行分磁気と垂直分磁気の周期性の説明をするためには、本多—大久保理論を使い、実験の理論との合致を説明している。このうち分子磁場に関してだけ述べると、大きいFe結晶から切り取った、(100) 結晶面を持つ二つのディスク、A (半径4.74mm, 厚さ 0.369mm, 体積 0.00650cc) とB (半径4.10mm, 厚さ 0.305mm, 体積 0.00375cc) の分子磁場の大きさをそれぞれ求めている。§ 11. Summary. (P509) の冒頭を引用してみよう。

“Fe結晶の磁気的特性は、分子場のWeiss理論によって説明されることが示される。二つの結晶に対する分子場の大きさは、それぞれ 620gauss, 470gaussである。ある軸に沿った分子場の要素の大きさは $\cos(\phi)$ で変化する。ここで (ϕ) は、磁化の方向と考察する軸の間の角度である。分子場は結晶の安定な性質であることが示される。そして、それは不純物の存在によってかなり影響される。これは、分子場は磁気的力に基づくものではないという見解から導かれる。……”

一方、後者の論文は表題通り Magneto-Strictionがテーマであるが、この中で、今最も興味深いのは、Fe結晶のH—I曲線である。これを書くのに使った資料のデータとグラフを図1に掲げておく。尚、ここで飽和磁化の値は、 $I = 1700$ となっている。

	Rod A.	Rod B.	Rod C.
Axis	1, 0, 0	1, 1, 0	1, 1, 1
Length	1.63 cms.	1.29 cms.	1.50 cms.
Weight	0.0920 gms.	0.0602 gms.	0.1023 gms.
Mean Area of			
Cross-Section	0.725 sq. mm.	0.585 sq. mm.	0.865 sq. mm.
Demag. Coeff. ..	0.155	0.195	0.205

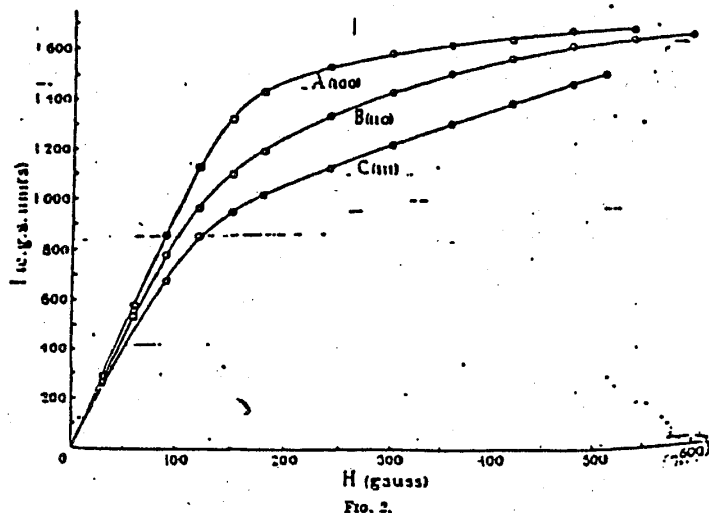


図1. W.L.Webster によるFe単結晶試料データとその磁化曲線。

W.L.WEBSTER, "Magneto-Striction in Iron Crystals." P576より抜粋。

引用された2人目は W.Gerlachで “Die magnetischen Eigenschaften von Eisen-Einkristallen.” (Phy. Zeitschr. 26 (1925), 914.) を書いている。これは電解鉄 (Elektrolyteisen) と電解鉄から作った鉄単結晶の H-I 曲線を報告したものである。そのグラフは図2である。

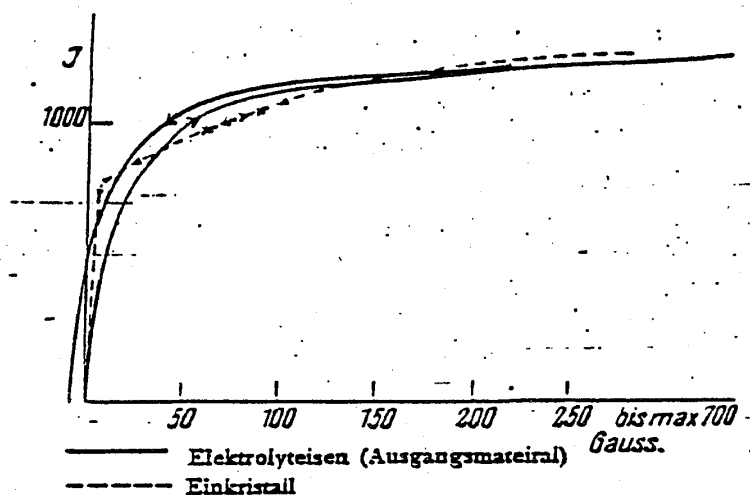


図2. W.Gerlach によるFe単結晶の磁化曲線。

Walther Gerlach, “Die magnetischen Eigenschaften von Eisen-Einkristallen.” P915より抜粋。

さて、茅らの研究に戻る。彼らの実験報告はまず Nature 117 (1926), 753 に KÔTARÔ HONDA, SEISI KAYA and YOSIO MASUYAMA の連名でされる。尚、この結果は the autumn meeting of the Denki Gakkai, Tokyo (Institute of Electrical Engineering) に1925年10月25日、発表されている。ここでは $68.1 \times 2.4 \times 1.81 \text{ mm}^3$ の大きさの単結晶を使った磁化曲線, hysteresis-loss-grain number curve, および $2 \times 2 \times 40 \text{ mm}^3$ の資料を5つ使ったの磁歪のデータを報告している。そして末尾 (P754) には、

“磁化曲線の鋭い変化は10年前に大久保準三博士と筆者の一人 (本多光太郎) によって提出された結晶磁化の理論 (Sic. Rep., 5, 1916) から説明される。この理論的部分と新しい興味ある事実とともに、更なる議論の中で論究されるだろう。”

と書かれ、これが後の、東北帝大理科報告での、総合的な実験報告に繋がるのである。こちらは1926年4月19日に電気学会で発表されている。この中で、実験の理論的説明の部分、つまり当時の茅の強磁性単結晶の磁化に関する理論的基礎づけがどういうものであったか明らかになる部分は、§3で考察するのでここでは省略する。ただ一言、茅らのデータの優秀さは、海外の教科書に、また最近書かれた磁性の教科書¹⁸⁾にも引用されることから証明される。下は1939年に出版された R.Becker und W.Döring 著 Ferromagnetismus.

(Springer-Verlag) 中に引用されたものである。§ 3で茅らのデータのうち重要なものを上げるが、図3を見ただけでも、図1、図2との顕著な違いが読み取れる。図1では、外場がかかり出した時から、軸の間で差がある。一方、図3の茅らのデータでは、外場をかけ始めた時点で、すべての軸方向である値までは急激に磁化され、その後軸間で差が出る。これは、軸方向に沿って外場をかけることが出来ているかの違いであり、茅らは正確にそれが出来たので、結晶磁気異方性を顕著に示すことに成功¹⁹⁾ しているのである。

また、ここには1928年に茅の単名で書かれたNi, Coのデータも一緒にある。

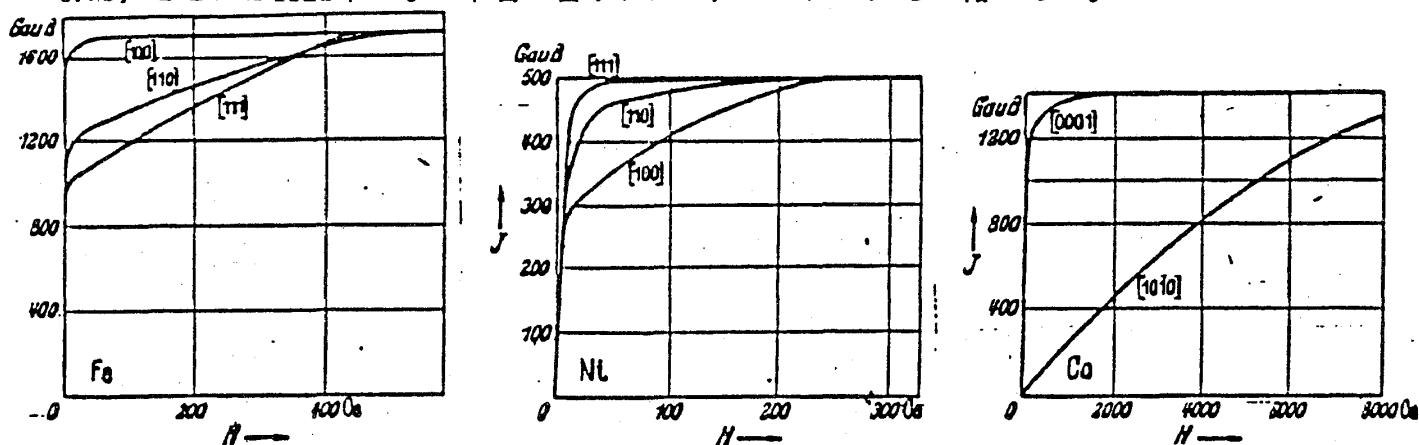


Abb. 61. Magnetisierungskurven, gemessen an Einkristallen von Eisen, Nickel und Kobalt in verschiedenen kristallographischen Richtungen. (Nach K. HONDA u. S. KAYA: Sci. Rep. Tôhoku Univ. Bd. 15 (1926) S. 721. — S. KAYA: Sci. Rep. Tôhoku Univ. Bd. 17 (1928) S. 639, 1157.)

図3. 海外の教科書に引用された茅らの強磁性単結晶磁化曲線。

Ferromagnetismus. P102より抜粋.

鉄単結晶の次はニッケル単結晶である。これはすでに W. SUCKSMITH and H. H. POTTER, "Magnetic Properties of Single Crystals of Nickel." (Nature 118 (1926), 730) が発表されていた。彼らは数cmのニッケル単結晶の作製に成功し、長さ20mm, 半径2mmの棒を使って、hysteresis-loss-grain number curve.のデータを提出し、論文の最後(P731)には、"異なった結晶軸に沿った磁化と磁歪の更なる実験は、進行中である。"と書いている。茅は1928年に東北帝大理科報告に鉄の時と同じように総合的な報告文献 003を載せるわけであるが、それまでに W. Sucksmithと H. H. Potter が目的の研究を完成させることが出来ていなければ、茅の研究は世界初ということになる。その辺りは茅自身が回想録で、

「測定は鉄の場合の準備があるので容易であり、当時ニッケルの単結晶を製作中であると伝えられた、W. Sucksmith, H. H. Potter の論文よりも早くこれを発表することができた。」²⁰⁾

「Niは、ちょうど Sucksmithというスワンジー・ユニバーシティの研究が、Nature にNiの single crystal をやっているというのをちらと書いた。こいつに負けち

「ああ大変だということで、タッタッとやってすぐ Nature へ送ったら、僕のが先だった。」²¹⁾

と語っているように、Niの時も鉄の場合と同じようにまず Nature に SEISI KAYA and YOSIO MASIYAMA, "The Magnetic Properties of Single Crystals of Nickel." という論文を Nature 120 (1927), 951 (12月31日号) に掲載して、更にその論文の内容を発展させながら、詳細に書いたものを翌1928年の東北帝大理科報告に載せるのである。尚、こちらは1927年11月5日に the general meeting of the Society of Electrical Engineers in Tokio で読まれている。その主要部分は § 3 で取り上げる。一方、W.Sucksmithらの研究は、W.SUCKSMITH, H.H.POTTER and L.BROADWAY, "The Magnetic Properties of Single Crystals of Nickel." Proc.Roy.Soc., A. 117 (1928), 471. として報告されている。この論文の受信は1927年 8月 9日である。したがって実際の実験研究の完成はどちらが先であったかわからないが、論文発表に関しては、明らかに茅の方が先であったのである。尚、W.Sucksmith らの論文の磁化曲線グラフは図4である。この試料の大きさは(100)面が厚さ 0.041cm, 半径 0.393cmの円板, (110)面は厚さ 0.041cm, 半径 0.388cmの円板であり、更に反磁場の影響があるのでデータとしては完全なものでないとのコメントがなされている。図3及び § 3 の茅のデータと比較してみると、鉄の場合と同じことが言える。図3でグラフの折れ点をはっきりわかるのに対して、図4のグラフは単調増加のような曲線を描く。これでは結晶異方性を示したことはない。

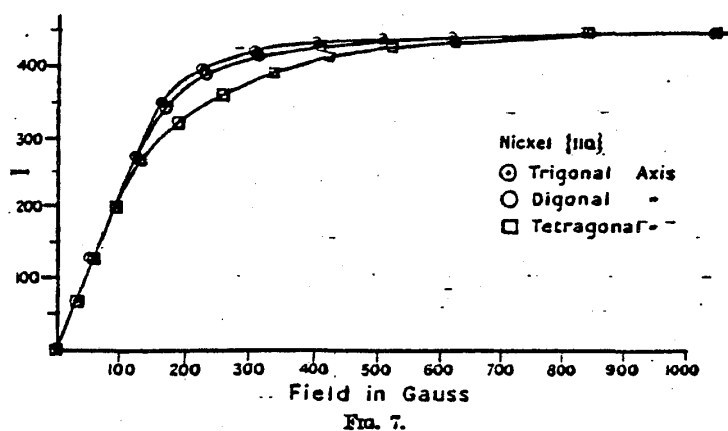
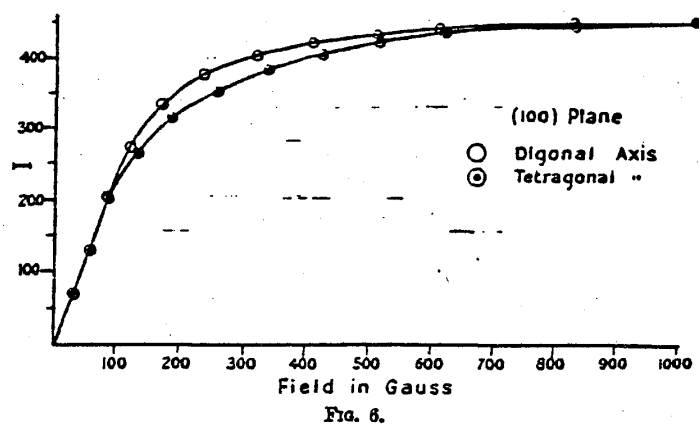


図4. W.Sucksmith らによるNi単結晶の磁化曲線。W.SUCKSMITH, H.H.POTTER and L.BROADWAY, "The Magnetic Properties of Single Crystals of Nickel." P478, 479.

また、W.Sucksmith らの論文で着目しておきたいのは、“考察”で1916年の本多—大久保論文について参考文献としての引用があることである。ここでは本多—大久保理論の欠

点を指摘する。つまり本多の考えでは、trigonal 軸の垂直要素変動の消失を説明できないというのである²²⁾。そしてその原因を次のように書く (P480~481)。

“この困難は、2次元での扱いが原因でのみ生じている。3次元でこの問題を考察した時、trigonal軸の対称性のために、この方向に沿って3次元が適応された場合に、原子のすべてが磁気によって同等であるという条件の元で、磁化は外場と一致しなければならない。”

ここで強調しておきたいのは、本多-大久保理論が2次元の理論だという洞察の存在である。これは後年、茅によっても指摘されることであり、本多-大久保理論が生き残れなかった原因の一つである。trigonal軸の垂直要素変動の消失は、茅にしても同様の実験を行っているのであるから、データとしては同じものを得ているにも関わらず、茅の方は現象として結果を記述することに止まっている。

鉄、ニッケルと2つの強磁性単結晶を成功させると、あと強磁性元素で残るのはコバルトである。Coは、当時 470℃で結晶構造が変化することを増本量が発見していて、単結晶を作るのは困難であると思われていた。この、単結晶製作過程と単結晶の行方については茅自身にエピソードを語ってもらう方がいいだろう。

「これ (Ni単結晶の研究) が完成したあと、本多先生は嬉しそうな声で、“コバルトの結晶についてもやるといいわなあ”といわれた。ところが、コバルトは高温では面心立方型で、450℃ぐらいから下は六角稠密型に変わるという厄介な代物であり、その直前に増本量氏によって指摘されたとおりののである。どうして結晶を常温で作るかの見当がつかないのでハタと困った。

金属材料研究所には金属を溶かして試料を作るための室があって、そこを共用していたが、そのときは、いま慶応大学名誉教授の武井武君がここにいて盛んに試料を作っていた。彼は私と同様に東京高等工業学校出身である。そこで彼に私の考えを話してみた。

まず高い温度で安定な面心立方型のコバルト結晶を作り、これを下の方の尖端から冷却して 450℃の変態を通過させ、それをるつぼの上方まで及ぼすようにしてはどうか、というのである。彼はそんなことでできるとはおもわないが、まあやってみることだなあと極めて冷淡に意見を述べた。

そこでニッケルの場合と同様に真空タンマン炉中で電解コバルトを溶かして、600℃ぐらいに冷却したときに炉を開いて、別のニクロム線の炉の中に入れ、下の方から徐々に冷却してみるということにした。

その第1回のるつばを出して中のコバルトを取り出してみると、ピカピカと光っている表面に斜めに2ミリくらいの間隔を置いて線が走っている。それを武井君に見せて、この線と線の間のは単結晶でなかろうかと聞いてみた。彼はそれを見て“とんでもない”と否定してしまった。私自身も半信半疑であったが、とにかくX線を通せるような薄い板を作ってみようと、わざわざ金鋸で試料作りをやり、X線写真を撮って現像してみたところ、何と六角型の見事な図が現れた。乾くひまもなく、それを持って武井君のところに行き“どうだ、これを見てくれ”といったところ、武井君もよかった、よかったと大喜びしてくれた。

かくして(0001)ならびに(0101)面と平行な7ミリくらいの直径、厚さ0.5ミリくらいの円板二つと〔0001〕方向と〔0101〕方向の四角な棒（長さ20ミリくらい）を作ってみた。(0101)の円板を磁石に近づけたところ、その円板がクルリと回転して磁石に吸い付くのにびっくりして、これを本多先生の室に持参してお目にかけたところ“おもしろいわなあ”といって感嘆して下さった。つまり六角板の直角軸方向が強い磁化容易軸であるということであった。」²³⁾

「YYY：コバルトの単結晶は非常に珍しいもので、先生がお作りになったものはその後どこかへ行ってしまったようですが。

茅：それが分からないんですよ。私が外国へ行く時に本多先生にみんな渡してしまっただから。それから後で私もそれを借りてビッターフィギャ（domain patternのこと）をやりたいと思ったら、先生は僕の方もいるわなと言って貸さないんです。みんな北海道で作ったんです。コバルトだけは大変だから作らなかった。そうしたら Mckeehan というエール大学のマグネの研究者がいて、それが日本に来たでしょう。その時先生が呉れちゃったんじゃないかというのが広根君と僕の想像なんです。広根君も僕も知らないんですよ。c軸に沿った棒と、c軸を含んだ面の円盤と、c面ベースプレーンの円盤と三つあるはずなんですよ。どこにもないんですよ。ところが後で、ビッターフィギャをあの手で連中がやっているんですよ、コバルトの。それを使ってやったんじゃないかというのが僕なんかの想像なんです。

YYY：大塚泰一郎君がハーバードへ行って Bloembergen の所で強磁性共鳴をやりましたね、コバルトの。もしかしたらそれもその片割れかもしれませんね。不思議な縁ですね。もしそうだとすれば、どこか突き止めたらいいいですね。震源地

みたいだね。」²⁴⁾

Co単結晶の磁化の理論的考察は、本多一大久保理論と関連を持っていることから § 3 で述べる。

茅は、これら強磁性単結晶の磁性研究で理学博士の学位を受ける。

北海道赴任を前提にドイツに留学した茅は、1929年（昭和4年）から30年（昭和5年）の始めまで、約1年3ヵ月、ベルリンの Physikalische Technische Reichsanstalt で研究生活を送る。ここの Gunmlich 教授に指導を受けるはずだったが、博士はすでに引退していて、結局 Gunmlich のあとのシュタインハウス博士につくことになる。そしてここにいた茅と年令が近かった Kussmann と Scharnow と共同研究することになる。

「その時の研究題目はクッスマン、シャルノーと相談の結果「ニッケル、マンガン合金の強磁性」ということになった。シュタインハウス、クッスマン、シャルノーは、当時ベルリン工科大学に教授をしていたベッカー教授の内部歪力と頑磁力の関係を鉄・銅合金で実証して意気上っていた時で、その際何等かの拍手に手がけたニッケル、マンガン合金に訳の判らぬ変な挙動があることを見付けていたので、これらを明らかにするのが目的だった。」²⁵⁾

「この合金はNiにMnを加えるとそのキュリー温度が次第に下降し、10%Mnぐらいではそれは常温以下になるとされるのに、20%Mnぐらいの合金でもなお常温で強磁性を示すことがあり、非常に不思議に思われていた。

そこで、この合金を真空中で溶かして試料を作り、それを 1000 °C ぐらいの高温から冷却して常温まで冷却し、その強磁性を測定しはじめた。

ところがこの研究所は検定業務があって、時々使用している熱電対をその方へ回すことがある。ある土曜日のこと、私どもが実験途中のこの熱電対が必要だから目下使用中にもかかわらず返してくれとのこととなった。Kussmannと私は大いに困って、その熱電対を返してしまい、電気炉は次の月曜日まで 400°C 付近に止めておいた。この材料を室温に冷却してその磁気を測定したところ、これは22% Mnの材料だったが、その飽和磁気がNiの倍ぐらいになっていたのでびっくり仰天してしまった。そこで二人は、これはNiの格子の中のMnが規則的に配列したもの、すなわち規則格子の生成によるものと判断した。しかしX線分析によってNi₃Mnという規則格子を確認することはできなかった。」²⁶⁾

結局、Ni-Mn系合金の磁氣的相図を完成させ、この研究成果をまとめる。当時、order

-disorder というのは、X線解析の方法によってはっきりしていたものは金・銅合金²⁷⁾ しかなかったようである。また order-disorder で Curie 点が大きく変化するというのはこの時が初めてであったため、海外では注目を集めたらしい。戦後、1955年に茅が日本学術会議の学術視察団団長として訪ソした際、レニングラードの物理工学研究所で「お前は茅-Kusmannの茅か」という質問を受け、「そうだ」と答えたところ尊敬を集めたことから、自分たちの当時の実験の評価を再認識している。

帰朝後、茅は北海道帝国大学へ勤める。ここでは大きな仕事を2つする。1つには鉄単結晶の実験研究をより完全なものとする（この時同時に lmn の法則（茅の法則）を発見している）、そしてもう1つは permalloy 問題の研究である。

鉄単結晶はより細く長い棒として結晶を作れば、それだけ反磁場の影響が少なくなる。そこで茅は高木秀夫とともに金属材料研究所時代よりも大きな単結晶を使って、異方性と磁歪の研究を完成させる。この時作製した単結晶は、両方とも茅自身の記述であるのだが「最も長いものは40cm（直径 2cm）程度」²⁸⁾、あるいは「最長 500ミリ、太さ 1ミリぐらいの針金状」²⁹⁾ という大きさだったらしい。ただし、論文（文献007,011）中に実験データとして使われているものの最大は標本番号19（長さ 30.57cm, 直径 1.965mm）である。 lmn の法則というのは、方向余弦 l, m, n 方向の棒の磁化の初期値 I_R が、飽和磁化の値 I_S を使って表せるというものである。すなわち、

$$I_R = I_S / (1 + m + n)$$

である。茅はこれを1933年の論文（文献007）に発表している。宮原将平はこの「 lmn の法則」の重要性を強調する³⁰⁾ のであるが、これは、つまり磁区（今日的な「強磁性体において Curie 温度以下でその温度における自発磁化を持っている区域」という意味においての磁区）の概念を持ち込んでいるためである。本多スクールにはまだ、このような考え方はなかった。それは論文において磁歪の表現の仕方の違いとなって現れる。たとえば茅の論文では磁歪は $I - \delta l/l$ 曲線として書かれるのが、本多スクールでは $H - \delta l/l$ 曲線となるのである。茅自身の論文だけをとっても、金属材料研究所時代は $H - \delta l/l$ 曲線であり、北海道帝国大学では $I - \delta l/l$ 曲線となる。これは茅が本多の影響下から脱却した明確な証拠の一つと考えられことから、宮原の指摘は重要なものである。

今日的な意味での磁区と磁化過程を結びつけて考える茅が、磁区構造の研究に進むのは自然である。そして確かに茅は磁区構造を直接見ようと試み、それに関する論文3つ（文献 008,009,010）を、Zeit. Phys. に載せているが、残念ながら電解研磨の方法を用いなかったため、失敗に終わっている。尚、鉄単結晶に関する研究は論文（文献007,011）の他

に、高木秀夫が単名で、論文（文献011）と同じ内容のことを、丸善株式会社 学術研究会編「物理学講演集（2）」（1942）中、「Ⅲ. 金属物理. 2. 強磁性体の磁歪現象」の前半部分（P105～117）で、報告³¹⁾している。

強磁性単結晶の磁気的研究と同様、茅の行った研究のうち最も重要であるものが、この北海道帝国大学時代の permalloy問題の研究である。1938年に北海道帝国大学紀要に発表された論文（文献012），“Die Überstrukturbildung in den Nickel-Eisen Legierungen und das Permalloyproblem.”（1938）は、茅の回想によるとKusmannによって *Metallkunde* に再録されたらしい（これは確認していない）。また、前出の R.Becker und W.Döring著 *Ferromagnetismus.*には詳しく紹介されている（P413～416）。更に岩波書店の「科学」50巻記念増刊号 論文にみる日本の科学50年」（1980）にも取り上げられている（P21）重要な論文である。

permalloy問題を茅の言葉で説明すると次のようになる。

「……1930年ごろ強磁性体の中でわからない問題の一つにパーマロイ問題というのがあった。これはパーマロイというニッケルに鉄を21.5%加えた合金で、600℃から速く冷却すると初透磁率が10000を越える高い値になり、通信用のケーブルのインダクタンスを高めるものとして使用されている。この試料がないと、海底電線を用いて信号を送ると、その形が崩れた形となって到達するので、無線通信に比べて非常に劣ったことになる。

このパーマロイはベル電話会社の Arnold と Elemen の二人によって発見されたもので、なぜ600℃から急冷しなければならないかという問題を、当時われわれはパーマロイプロブレムと呼んでいた。そしてしばらくはその原因は謎とされていた。」³²⁾

これに関しては Otto Dahl（後のベルリン工大学長）の論文³³⁾もヒントとなったし、何よりドイツで Ni_3Mn の強磁性を格子の order-disorder と判断していた茅が、permalloy問題も同様ではないかと考えるのは自然である。実験は、当時自動測定機械がなかったので大変であった。その時の思い出を次のように振り返っている。

「……この合金は、その中で鉄とニッケルの原子配列変えが行われるものなのであろう。配列変えを起こさないように急冷するのではないか、という見当を立てました。ところが、私が前に研究していた仙台の研究所には、この考えとは大変に意見が違っていました。ことに本多先生は全然そのような考えではなかったのです。そこで私の考えを証明するために比熱の測定をやったのです。

常温から 700℃くらいまで温度を上げながら連続的に比熱の温度変化を測定します。これはなかなか忙しい実験で朝から晩までかかるのです。ですから、朝、女房に細長いおにぎりを作ってもらって、望遠鏡をのぞきながら食べられるようにしました。その測定をしているときに、400℃から 500℃近くの間——そこは私どもが一番問題にしていたところですが——、非常に大きな比熱の増加があることを見つけました。私が研究生活をしていたうちで一番感激したのはその瞬間だったと思います。

その研究を一生懸命につづけました。規則格子というのは、ある特定の温度で出来るものです。それが 490℃ということがわかりましたので、490℃に保っておいて、1時間おきとか2時間おきに來ては温度をたしかめ電気抵抗を測る。よる・夜中も來なくてはいけないので、夜中にやってきて測りますと抵抗がどんどんと下っている。それが、じつは一段で下るのではなくて、二段に下るのだということも見つかりました。最近、なぜ二段に下るのかという理論まで出来るようになりました。」³⁴⁾

このように、仙台・東北帝国大学とは違った考えで研究を始め、業績を上げていったことは、茅と茅の弟子たちが、本多スクールとは別に茅スクールというものを形づくり始めたことである。茅誠司にとって、北海道帝国大学時代は、最も充実した研究期間であり、また随筆（文献107,108）などから推察³⁵⁾するに、学生との触れ合いも密な充実した時であった。

§ 2-2. 茅誠司の思想

茅誠司の生涯を見渡すと、その思想形成に影響を与えたと思われるものを、特にいくつか上げることが出来る。キリスト教、本多光太郎、Heisenberg の著作 Die Naturbild der heutigen Physik, 1956³⁶⁾ などがそれである。キリスト教については、文献302 半澤朔一郎「巨木・茅さん」中に「十字架を背負う者」(P156~161)として触れてある。半澤は茅の随筆「科学技術研究と自閉症」を取り上げて、茅も身内に自閉症者を持つという十字架を背負う人間であるが故、「平常心を保って」「誰にもにこやかに、おだやかに対する」のであろうと推測している。これに関しては、茅がキリスト者であるということのみに留意しておく。それは多くの日本人が持つ、神仏混在の曖昧な宗教観とは違うものを茅が持っている可能性があるということである。このことは後に述べる包括的なものの見方の中で、茅が宗教の役割について述べるところがあるため注意しておきたい。キリスト

教に関して、あとは半澤の見解を鵜のみにしておこう。本多光太郎の影響について考えようとすれば、まず本多がいかなる人物であったかということから考察しなければならない。しかしここでそれにまで触れることは困難であるので、本多の影響について一言触れてある文献 312「茅誠司」（『中央公論』青地辰）から抜粋しておく。

「茅は金属の研究のうへで本多の学問をついだが、そのほかにも、政治家くさくはない政治力、研究法や処世法、野人的な言動などは、本多に学んだと思われるものはすくなくない。そういう意味でも、茅は本多の嫡出の弟子である。」³⁷⁾

茅が後年、講演や随筆でしばしば引用するのが Heisenberg の著作 Die Naturbild der heutigen Physik, 1956 である。この項では、この著作を中心に茅誠司の思想について考察する。

東京大学学長や中央教育審議会委員などを歴任した茅は、青少年問題、教育問題などにも熱心であった。60年安保時の「茅声明」³⁸⁾ や立原正秋との対談³⁹⁾ にもその辺りは窺える。しかし「悪法も法なり」という考え方⁴⁰⁾ で、常識的な意見を述べることは、革新的な人々の一部には、受け入れられない。茅は、まず現実という枠を把握して、それを決めてしまうとその枠の中で精力的な実務家として行動するのである。このような態度は、一方では「行動的な科学行政官」⁴¹⁾ もっと世俗的に言えば「予算取りの名人」⁴²⁾ と評されることになり、一方で、「権力に対する抵抗感がない」⁴³⁾ と言われたり、安保の時には「あなたは国家権力を背景としてわれわれを弾圧する」⁴⁴⁾ と学生に決めつけられたりもする結果になった。

そうした中で茅が科学者として、教育者としてよく話題に上げるのは、科学技術と人間との関係である。茅はここで Heisenberg の著作に関連させて話をすることが多い⁴⁵⁾。その Heisenberg は著作の中で莊子を引用する。茅もこの部分をそのまま使うのだが、それは水汲みのために桶を持って泉へと登り降りする老人に、つるべ井戸という道具を教えた時の話である。老人は教えに感謝するどころか怒りを表し、ついには嘲笑いながらこう言うのだ。

「わしはわしの先生のおっしゃるのを聞いたことがある。人が機械を使えば人は自分のすべての仕事を機械的に片付ける。自分の仕事を機械的に片付ける人は機械の心を持つようになる。人が機械の心を胸に持っておれば、その人から素朴さが失われる。素朴さを失った人は、その精神の制御が不安定になる。精神の制御の不安定は本当の思慮分別とは調和しないものである。つるべ井戸をわしが知らなかったことを恥じるよりも、わしはそれを使うことを恥ずかしいと思う。」⁴⁶⁾

Heisenberg は急速に発展する機械文明に埋没してしまう人間の危機的状況との関連から、この話の中に真理を見る。そしてかつては自然対人間であった世界観も、技術の発達によって人間対人間へと変化してしまったという。自然科学においても不確定性原理によって、その「探究の対象はもはや自然ではなく、人間の質問にかけられた自然」となることを指摘する。

このような Heisenberg の人間対人間という世界観を、茅は東西対立や南北対立に敷衍する。そしてこうした世界的な視野から、平和共存への道を考えるのである。

また機械文明での人間性喪失の問題について、世間一般でよく語られるように、「深い専門と広い教養を」⁴⁷⁾ という話を茅もするのだが、更にその教養についての考え方を茅は進ませている。

「……一般教養を持つためには、哲学も、経済も、政治も知らなくちゃいけないけれども、要はただそれだけでいいだろうかという問題であります。

それだけでは、ほんとうに私の今まで言ったような人間性というものを失わないことができるであろうかといいますと、私はノーと答えざるを得ない。じゃあ、そんなにだめなもんなら、大学へ行って一般教養なんてやらなくていい。しめた、と皆さんお考えになるかもしれませんが、それはやらなくちゃいけない。それは必要ではある。けれどもそれだけでは十分ではない。英語でいいますと、ネセサリー・バット・ナット・サフィシエント、そういうわけです。必要ではあるけれども、それだけでは十分ではない、何か別のものがそれにはいて、それらの教養的な良識をさらにつなぎ合わせるものがなければ、私が申したようなものは出てこない。それはあるいは、宗教であるかもしれないと私は思います。あえて宗教であるとは申さない。しかし現代の教育というものは、そういうものを探し求めている現実であるということ、そしてそれは成功してないんだ、ということ、私は皆さんに、まず申し上げておきたいと思うのであります。」⁴⁸⁾

諸細目としての学問を一つ上の原理によって統合すること、その上部原理を茅は「宗教であるかもしれない」というのである。これは茅がキリスト者であることから、自然に出てきた言葉と考えることが出来る。神というのは個人の知識を超えたところにある上部原理の一つであると考えることが出来るからだ。しかし「宗教」もしくは「宗教であるかもしれない」ものは、教育の中で探してはいるが、未だに発見に成功していないと続ける。

この発言は現代にも十分通用するものである。科学の世界では要素還元主義の限界を認識し、そこからの脱出を図るために近年様々な動き⁴⁹⁾ がある。新しい方法論を模索する

ために、専門を超えた学問間の交流が唱えられている。

こうした意味から茅の1985年からの新しい仕事であった「緑の文明学会会長」は、地球的レベルでものを見る必要があるのだから、哲学的には上部原理の模索に繋がるものかもしれない。

上部原理による良識の統合が人間性喪失の回復に繋がるとすれば、逆に下部の諸細目を考えていくとどうなるであろう。その辿り着くところが茅の場合、1963年 3月28日の東京大学卒業式での告辞が契機となった、所謂「小さな親切」なのではあるまいか。「小さな親切」によって個々人のレベルから規律や愛情の芽を育てることで、それが日本社会全体や世界へと拡大していくことによって、大きな対立の解消にまで発展が可能となる。この「小さな親切運動」は現在も多くの人によって継続されている。

このように茅誠司は常に全体を考えながら、自分をあらゆる階層に置き、そこでものごとを見つめることの出来る、行動人であった。このアナロジーから物理学者としての茅を見た時どのようなことがいえるか、それは§ 5に譲る。

§ 3. Weiss理論の受容過程

§ 3-1. 受容以前

§ 3-1-1. 強磁性単結晶の磁化理論 (本多-大久保理論)

東北帝国大学金属材料研究所時代の強磁性に対する茅の理論的基盤は、完全に本多-大久保理論にあった。このことは、言い換えれば、河宮信郎が指摘⁵⁰⁾ するように、本多-大久保理論の正当性を裏付けるために各種の実験がなされたということである。この項では、茅の強磁性単結晶磁化に関する論文の理論的説明の部分に重点を置いて読みながら、本多-大久保論文も同時に眺めていく。

ドイツ留学以前に東北帝国大学理科報告に掲載された論文は全部で5つあるが、そのうちのFe単結晶の磁化とCo単結晶の磁化に関する論文(文献001, 005)には、磁化理論という項目があり、行われた実験に対する理論的説明がなされている。

第1の論文, KÔTARÔ HONDA and SEIJI KAYA, "On the Magnetisation of Single Crystals of Iron." (1926) は、茅が作製したFe単結晶の磁化についての論文である。一通り項目を紹介しておくと、

"§ 1. 序論."

"§ 2. Fe単結晶の作製."

"§ 3. 単結晶の主軸の決定."

“§ 4. 単結晶のFe棒の磁化.”

“§ 5. 単結晶の楕円体の磁化.”

“§ 6. 主軸方向の磁化.”

“§ 7. 楕円体の異なった方向の磁化.”

“§ 8. 強磁性結晶の磁化理論.”

というものである。ここで、§ 2 で書いたように、このFe単結晶磁化の研究は Nature にも発表 (1926) されているが、この論文の“§ 4”までは Nature に掲載されたものとはほぼ同じ内容である。“§ 5”以降が新しい研究成果となる。この中で今、最も興味あるのは“§ 8”の磁化理論の項目であるが、広く認められている磁化曲線のデータを提出したのがこの論文であるから、その辺りにも注目しながら、最初から辿っていこう。

まず、“§ 1. 序論.”の冒頭において、強磁性結晶の磁化の研究を行ってきた人の名前を列挙した後、次のように記している。

“彼らの研究*は結晶の磁化に関して多くの重要な結果を与えた。このことは、10年前に大久保準三教授とこの論文の著者の一人 (本多光太郎のこと) によって提出された結晶磁化理論の結論を全般に確認することとなった。”*印、括弧は引用者。(*) P. Weiss, Quittner, Weiss and Kunz, K. Becker らの仕事をさす。

ここでまず、本多-大久保理論の実用性を説いている。

次に、Fe単結晶作製の歴史を簡単に眺める。ここに書かれていることの詳細を§ 2 で記したことになるので、茅らの論文を翻訳するのではなく、要約しておこう。

今までの Goldschmidtの方法では1つの方向について、1~2mm以上の大きさのものを作るのは不可能であったが、アルミニウムの単結晶を作製した Carpenterの方法を使うことによって、1924年にC. A. Edwardと L. B. Pfeilの両教授は、“large crystals of iron”を得た。しかし、まだこの時は特定の結晶軸に対しての研究はなされていなかった。その後、W. L. Webster は特定の結晶軸を持つディスクを作製し、その磁化と磁歪について研究している。また、W. Gerlach は電解鉄から小さいFe単結晶を作り、その磁化曲線を測定している、という内容が書かれている。

“§ 2”では単結晶の作製方法、“§ 3”ではX線解析によって結晶軸を決定したことが書いてある。X線解析は得られた試料から 0.3mmの薄さのプレートを切り取って行っている。

“§ 4”では得られた単結晶を使って実際の測定を行う。ここでは、

“上記の方法によって、一方向においては10cmを越える程の大きな結晶を作るこ

とは、それほど困難ではなかった。しかし方向が気儘であるので、主要軸の一つと正確に一致するような長い棒を得るのは非常に困難である。”

として、実際の測定には、まず $68.1 \times 2.4 \times 1.81 \text{ mm}^3$ の大きさの結晶を使用し、正方軸に対する角度を $\theta = 21^\circ 10'$, $\phi = 71^\circ 10'$ と明記する。図5はその磁化曲線のグラフと履歴損失—結晶粒曲線である。

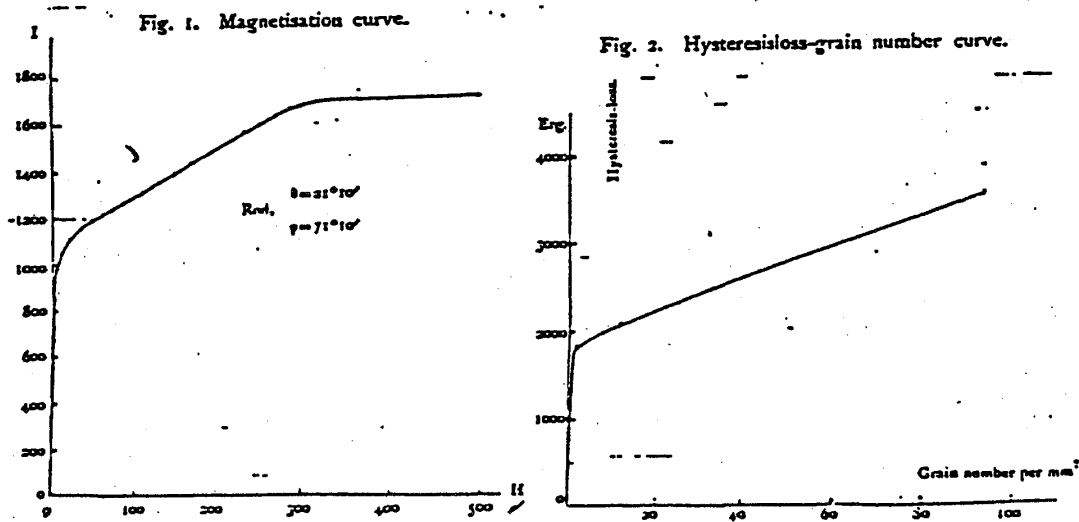


図5. Fe単結晶の磁化曲線とHysteresisloss-grain number curve.

文献001, P726, 728 より抜粋.

“§5”以降が Nature で触れられた“新しい興味ある事実”である。つまりW.L.Websterがやったように、特定の面、それぞれ(100), (110), (111)に対する特定の軸方向の磁化曲線を描く。“§5”で実験方法を説明し, “§6”で結果を述べる。ここでのデータが優れたものと認められたのである。磁化曲線グラフを引くが, §2で述べたように, W.L.Webster や W.Gerlach のデータと比較してみると, 茅らのデータが結晶磁気異方性を捉えていることがわかる。

Plane of specimen	Longer axis $2a$ (mm)	Shorter axis $2c$ (mm)	N	N' — —
(100)	23.02	0.43	0.184	0.190
(110)	20.19	0.44	0.218	0.252
(111)	18.07	0.61	0.332	0.321

(*) ここで N と N' は扁平な楕円体の反磁係数。N' が実際には使われた。N' は長い棒と楕円体の両方が飽和に達する時、外場が等しくなるようにして得られた。

Fig. 5. Magnetisation curve in plane (100).

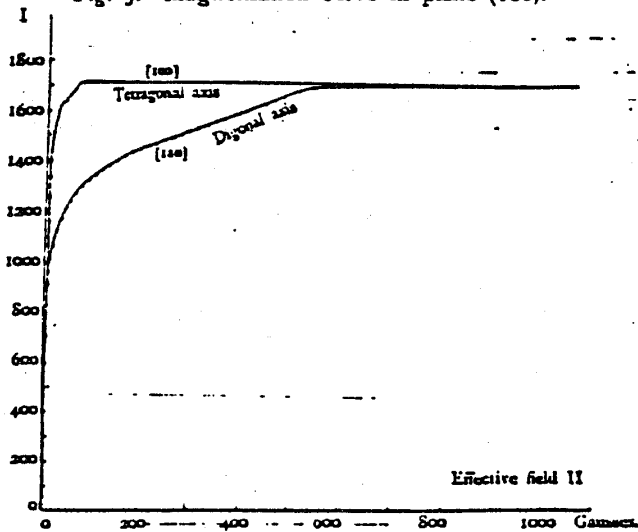


Fig. 6. Magnetisation curve in plane (110).

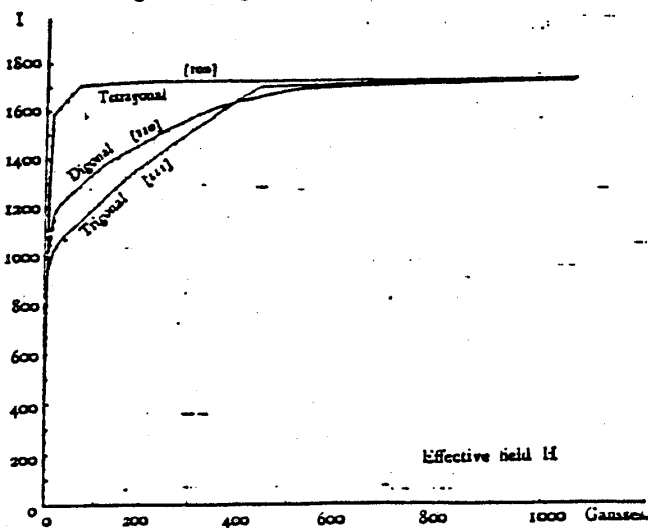
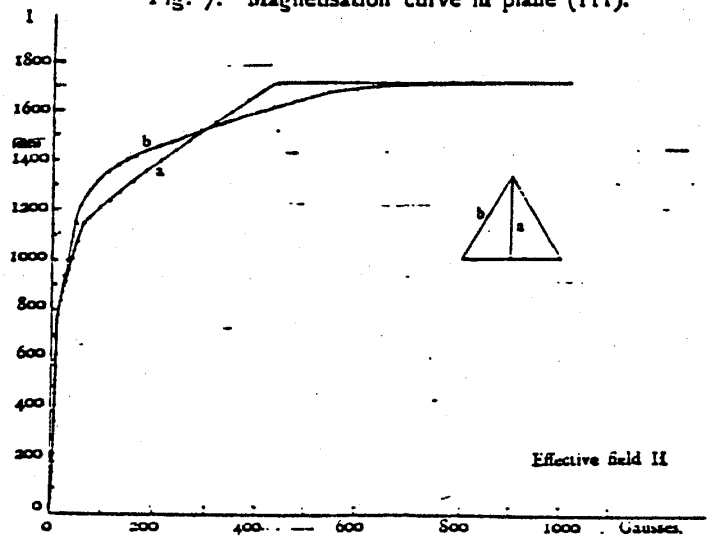


Fig. 7. Magnetisation curve in plane (111).



第6図. 試料の Data Table とFe単結晶の磁化曲線. 文献001, P730.736, 737より抜粋⁵¹⁾

“§ 7. 楕円体の異なった方向の磁化.” へと論文は続く。ここでは (100) 面, (110) 面, (111) 面の磁化の強さの垂直要素と平行要素の周期性について論じている。また他にも楕円面の異なった方向に磁場をかけ, その時の磁化の方向の振れがどうなるか, また, 各面に対する磁化の強さの分布などのデータがあるが省略して, 今最も興味ある “§ 8” へ移る。

“§ 8. 強磁性結晶の磁化理論.

純鉄の単結晶において得られた今までのところの数的結果は, 大久保準三教授

と著者の一人（本多光太郎）によって10年前に提出された強磁性結晶の磁化の分子理論によって説明することが出来る。磁化の二つの要素の変化の周期性*は、(100)面内では 90° ，(110)面内では 180° ，そして(111)面内では 60° である。この事実は、これらの面の空間格子の形から説明される。そしてその格子の形は、各々四角形，長方形，正三角形である。*

（*「二つの要素」とは§7で述べたもの）

このように冒頭に掲げると、(100)面に対する i と h を導く式(1)と(2)が書かれている。今後本多—大久保論文の式番号には頭文字 (H0-) を付けるが、茅の論文の(1)と(2)式は、本多—大久保論文の (H0-15) と (H0-16) と全く同じものである。今、本多—大久保論文を実際に見た方が磁化理論の成り立ちが判り易いと思われるので、目を本多—大久保論文に移してみる。

(H0-15) と (H0-16) が出てくるのは「7. マグネタイトの磁化」（本多—大久保論文 P181～193）の項である。マグネタイトは立方格子をもっている。そして、

“磁化の計算は、この場合比較的簡単である。x 軸，y 軸として空間格子の二辺をとる。x，y 軸の正負の方向にある2組と，xy 平面に垂直な方向の1組，このすべての磁石の $1/6$ の2つのペアを考えれば，これらのトータルの効果はゼロである。しかしながら計算のために次のことを仮定しよう。外場の方向に垂直な磁軸をもっている組は xy 平面の上で倒れる。もし，x 軸と α の角度をなして外場がかかれば，磁化の強さは次によって与えられる。

$$i = \frac{1}{6} \left\{ \cos(\alpha - \theta_1) + \cos(\pi - \alpha - \theta_2) + \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha - \theta_3\right) + \cos\left(\frac{\pi}{2} + \alpha - \theta_4\right) + 2\cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_5\right) \right\} \dots\dots (H0-15)$$

$$= \frac{1}{6} \left\{ \cos(\alpha - \theta_1) - \cos(\alpha + \theta_2) + \sin(\alpha + \theta_3) + \sin(\theta_4 - \alpha) + 2\sin\theta_5 \right\}$$

ここで α と θ の関係は次によって与えられる。

$$h = \frac{\sin 4\theta_1}{\sin(\alpha - \theta_1)} = \frac{\sin 4\theta_2}{\sin(\alpha + \theta_2)} = \frac{\sin 4\theta_3}{\cos(\alpha + \theta_3)} = \frac{\sin 4\theta_4}{\cos(\theta_4 - \alpha)} = \frac{\sin 4\theta_5}{\cos \theta_5} \dots\dots (H0-16) \quad 52)$$

計算の中では θ が臨界値を越えて，磁石の急速な回転があることを考慮しなければならない。*

これは6つの磁石（本多の言葉で言えば「複素体」elementary complex）が図7のようにあり，外場 H がかった時，各々の複素体の回転する角度を $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ として，磁化の強さ i を求めたものである。ただし，ここでの i というのは，「相当磁気の強

さ(Reduced intensity of magnetization)』である。これは飽和磁化 I_0 、磁化の強さ I とすると次のようである。

$$i = \frac{I}{I_0}$$

今、(H0-15)と(H0-16)が出てくる背景を説明しておいた方がよいであろう。

本多-大久保理論によれば

、外場によって磁化された状態というのは、外場によ

って分子磁石がその方向へ傾こうとする力と、複素体内に並んだ分子磁石の相互作用が釣り合った状態である。

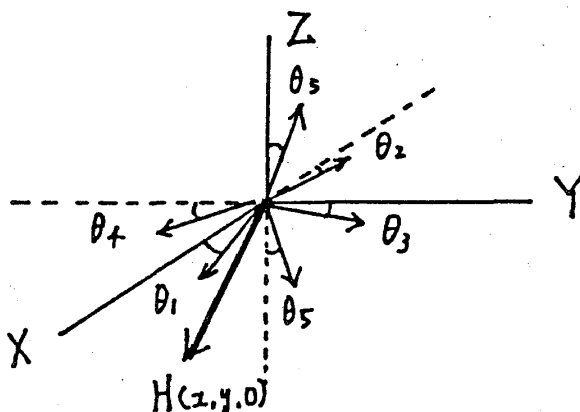


図7. 外場Hをかけた時のelementary complexの配置

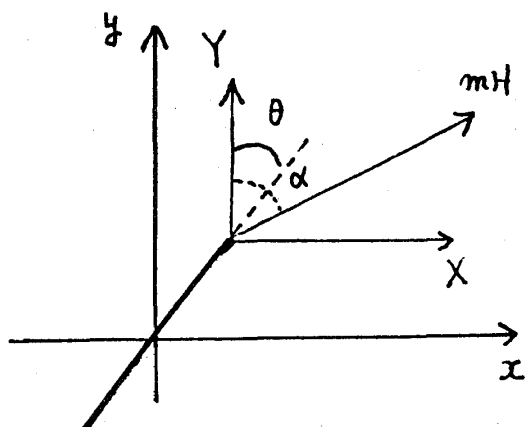


図8. 外場がかかった時の分子磁石の釣り合い.

(本多-大久保論文

P158.Fig.2 に相当)

磁極の大きさ m 、長さ $2r$ を持つ一つの分子磁石を x, y 平面に置く。外場がない時、分子磁石は y 軸方向を向いているとする。そして角度 α をもって外場がかかった時に、分子磁石は θ だけ傾く。外場がかかった時の傾ける力、 $F(\theta)$ の x 成分、 y 成分をそれぞれ X 、 Y とする。この時 x 方向、 y 方向の釣り合いの条件は次のようである。

$$\cdot x \text{ 方向} \quad mH \cos(\pi/2 - \alpha) = mr \sin \theta + X$$

$$\cdot y \text{ 方向} \quad mH \sin(\pi/2 - \alpha) = mr \cos \theta + Y$$

上式に $\cos \theta$ 、下式に $\sin \theta$ をかけて辺々引くと

次のような釣り合いの条件が出てくる。

$$mH \sin(\alpha - \theta) = -Y \sin \theta + X \cos \theta$$

$$\equiv F(\theta) \quad \dots\dots ①$$

$F(\theta)$ は、磁極の大きさ m 、分子磁石の長さ $2r$ 、および磁石の傾いた角度 θ から算出する。この $F(\theta)$ 、つまり複素体に磁場がかかった状態での複素体内にある分子磁石間の相互作用を、電磁気学的に考えるのが本多-大久保論文である。

今、 $F(\theta)$ を求めるために本多-大久保論文では次のような仮定をおく。平方格子、つまり2次元において分子磁石を図9のように配列する。ここに外場Hがかかって θ だけ各分子磁石が傾いている。この時の、一つの分子磁石に作用する力は主として周囲にある

8つの分子磁石によるものである。その他は距離が離れているので無視出来る。つまり16個の磁極が中央の分子磁石に作用する。そのうちの8個は位置の対称性から打ち消し合い、残りの8個にクーロンの法則を適応させて $F(\theta)$ を算出すると以下の式になる。

$$\begin{aligned}
 F(\theta) = & -\frac{m}{2r^2} \left[\frac{k}{(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{-\sin\theta}{(1-p^2\cos^2\theta)^{\frac{3}{2}}} \left\{ (1-p\cos\theta)^{\frac{3}{2}} - (1+p\cos\theta)^{\frac{3}{2}} \right\} \right. \\
 & + \frac{k}{(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\cos\theta}{(1-p^2\sin^2\theta)^{\frac{3}{2}}} \left\{ (1+p\sin\theta)^{\frac{3}{2}} - (1-p\sin\theta)^{\frac{3}{2}} \right\} \\
 & + \frac{k}{(1+2k^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\cos\theta - \sin\theta}{[1-q^2(\cos\theta + \sin\theta)]^{\frac{3}{2}}} \left\{ [1+q(\cos\theta + \sin\theta)]^{\frac{3}{2}} \right. \\
 & \quad \left. - [1-q(\cos\theta + \sin\theta)]^{\frac{3}{2}} \right\} \\
 & + \frac{k}{(1+2k^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\cos\theta + \sin\theta}{[1-q^2(\cos\theta - \sin\theta)]^{\frac{3}{2}}} \left\{ [1+q(\cos\theta - \sin\theta)]^{\frac{3}{2}} \right. \\
 & \quad \left. - [1-q(\cos\theta - \sin\theta)]^{\frac{3}{2}} \right\} \left. \right],
 \end{aligned}$$

$$\text{但し, } k = \frac{a}{r}, \quad p = \frac{2k}{1+k^2}, \quad q = \frac{2k}{1+2k^2}.$$

$$a > r, \quad 0 < p < 1, \quad 0 < q < \frac{2}{3}$$

図9. 「複素体」 (elementary complex)

本多-大久保論文 P156 より抜粋。

p, q が1より小であるから、上式を乗幂に展開することが出来、その結果、次のようになるという。

$$\begin{aligned}
 F(\theta) = & \frac{mk}{r^2} \cdot \frac{3.5.7}{2.2.2} \sin 4\theta \left\{ \frac{p^3}{4(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{1}{3!} + \frac{9}{2} \frac{p^2}{5!} + \frac{9}{2} \frac{11}{2} \frac{p^4}{7!} + \dots \right) \right. \\
 & - \frac{q^3}{(1+2k^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{1}{3!} + \frac{9}{2} \frac{q^2}{5!} + \frac{9}{2} \frac{11}{2} \frac{q^4}{7!} + \dots \right) \\
 & - \frac{9}{2.2} \left[\frac{p^7}{4(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{1}{7!} + \frac{1}{2} \frac{13}{2} \frac{p^2}{9!} + \dots \right) \right. \\
 & \quad \left. + \frac{q^7}{(1+2k^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{1}{7!} + \frac{1}{2} \frac{13}{2} \frac{q^2}{9!} + \dots \right) \right] \sin^2 2\theta + \dots \left. \right\}
 \end{aligned}$$

“ k が2よりも大きい時、 $F(\theta)$ 曲線の形は $\sin 4\theta$ に非常に近くなる” (本多—大久保論文 P161) から、第1近似では、

$$F(\theta) \propto Am \sin 4\theta, \quad A: \text{定数.} \dots\dots\dots ②$$

である。 $\sin 4\theta$ の周期は $\pi/2$ である。

次に複素体の磁化 I は、複素体内にある分子磁石の数を n とすれば、

$$I = 2 r n m \cos(\alpha - \theta).$$

飽和磁化 I_0 は、 $2 r n m$ だから上式は、

$$I = I_0 \cos(\alpha - \theta).$$

故に、相当磁気の強さ i を使えば、 i は次のようになる。

$$i = \cos(\alpha - \theta). \dots\dots\dots ③$$

但し条件として、 $\theta \leq \alpha$ である。

この③を、立方格子を持っているマグネタイトの6方向の分子磁石に適応させたのが、(H0-15)である。

また、①と②から1つ1つの分子磁石の釣り合いの条件を考えることが出来る。例えば x 軸方向の分子磁石の釣り合いは、

$$\cdot mH \sin(\alpha - \theta_1) = Am \sin 4\theta_1.$$

$$\therefore \frac{H}{A} = \frac{\sin 4\theta_1}{\sin(\alpha - \theta_1)}.$$

$$\cdot mH \cos\{\pi/2 - (\alpha + \theta_2)\} = Am \sin 4\theta_2.$$

$$\therefore \frac{H}{A} = \frac{\sin 4\theta_2}{\sin(\alpha + \theta_2)}.$$

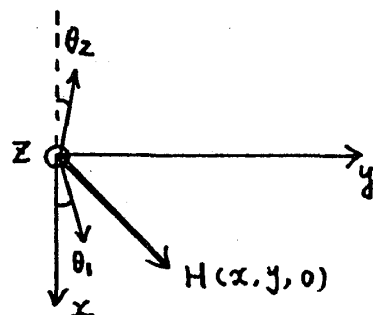


図10. z 軸方向から見た図7.

同様のことを y 軸、 z 軸の分子磁石について考え、 $H/A = h$ (h は「相当磁場 Reduced field」) とすると、関係 (H0-16) が出てくる。

つまり (H0-15) 及び (H0-16) の関係があり、且つ α と h が与えられたとする。その時には、(H0-16) から $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ のそれぞれが求められ、これらが判れば (H0-15) より i の値が判る。以上が本多—大久保の磁化過程理論の概要である。

ここで本多—茅論文の § 8 に戻る。(H0-15), (H0-16) の式を(1), (2)として並べた後、 $\alpha = 0$ として (i, h) 曲線を書いている。これは本多—大久保論文の P184, Fig.12. に同じ図である。磁化過程は理論的には、 $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow e$ となるはずである。段階別に追ってみると、

1. $0 \rightarrow a$: 磁場が増すにつれて角度 θ_1 と θ_3 を作る分子磁石が徐々に磁場方向に

動き揃っていく。

2. $a \rightarrow b$: 角度 θ_5 を作る分子磁石にとっての臨界値を越え、急激に回転し、磁場方向に揃う。

3. $b \rightarrow c$: 角度 θ_2 と θ_4 の分子磁石とも動くには到らず、磁化は増加しない。

4. $c \rightarrow d$: 角度 θ_2 と θ_4 を作る分子磁石にとっての臨界値を越え、急激に回転し磁場方向に揃う。

5. $d \rightarrow e$: すべての分子磁石の向きが磁場方向に揃った、飽和した状態である。

となるわけである。しかし実際は熱的攪乱があるため、破線で示してある $a \rightarrow b' \rightarrow d' \rightarrow d \rightarrow e$ のように変化する。そしてこれが実験と一致すると結論づけているのである。

以上が“§ 8. 強磁性結晶の磁化理論。”の概要である。

あとは平行要素と垂直要素の理論値だが、これも熱的攪乱を理由にして実験値との一致を認める。また残留磁気、および履歴損失については次のように述べる。

“理論的見地から考察すると、Fe結晶が主要軸方向へ磁化され、その後、外場が0へと減少

した時、磁化のすべて、あるいは大部分は、熱的攪乱がないという条件の元では、残留磁化として残らなければならない。しかしながら実際の場合、残留磁化はほとんどゼロか非常に小さい。この理論との矛盾は、次のように説明される。もし、要素磁石のすべて、あるいはほとんどが同じ方向に向いていたならば、外場がゼロである時、磁化された物質の中で強い反磁力が働く。この時、複素体内の要素磁石は、反磁力の作用によって回転振動を起こす。そのため、外場がなくなるや、磁化は時間とともに急激に小さくなり、ついにはほとんど消えてしまう。

§ 4ですでに指摘したことだが、純Feの単結晶の履歴損失は非常に小さい。しかしそれは最初急激に増加し、単位体積当たりの結晶粒の増加にともなうゆっくりと、だが着実に増えていく。これらの事実から、履歴は主として結晶粒の境界における分子磁石の不規則な分布によって起こると結論出来る。なぜなら境界

Fig. 20.

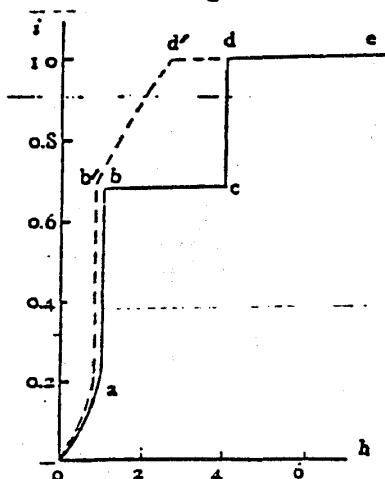


図11. 本多-大久保理論による磁化過程。文献001, P750 より抜粋。

領域で分子磁石の分布は不規則で、結晶粒の内部よりも、ある所は密で、ある場所は粗となっているからである。分子磁石が密な所ほど磁化はより難しく、だが外場が消えた後で、残留磁化は残り易い。結晶粒の数が多くなると、奥の方に閉じ込められた（境界面上にない）分子磁石の数が多くなり、残留磁化、あるいは履歴が増加する。”

上記の履歴に関する説明が、K.S.鋼が磁石として優れた性質を持つ理由として使われている。これらのことは、本多一大久保論文中では説明されていないことである。つまりFe単結晶の実験成果によって本多光太郎が新たに得た見識であったと思われる。ここでの結果は、後に本多の著書 岩波講座 「物理学及び化学 磁性体に関する学説。」(1931) 岩波書店 に多く引用されている。

あと、この論文で注目しておくことは、最後にパーマロイについても触れている箇所があることであろう。

“dynamo machineに使われる Silicon steelは小さな履歴損失を持つ。そして履歴の小ささは、性質の比較に基づく大きさによって説明される。シリコンの直接的な効果は、この場合ほとんど仮定しない。同様の説明がパーマロイの高い帯磁率の場合に適応される。”

そして最後の一文は、

“今までのところ、著者たちによってこれまでに観測された多くの現象は、上記の理論によって満足に説明されるFe単結晶の磁気的特性とを、関係づけた。”

こうして、この “On the Magnetisation of Single Crystals of Iron.” では本多一大久保論文の多くの箇所が引用され、実験データはそれによって説明されている。

第2論文 文献002 (1926) でも “Ⅲ. 実験結果の理論的解釈” として本多一大久保論文を参考文献に同様の説明を行っている。

第3, 第4論文 文献003, 004 (1928) はNi単結晶の論文である。論文の構造はFe単結晶の時と同様であるが、ここでは理論的考察は行っていない。Ni単結晶の作製方法の後、Feの時と同様の実験データが記述される。最も興味ある磁化曲線のグラフを見ておこう。尚、これらの論文では、本多光太郎教授、更に実験のcourseへの感謝として Y. Kuzume に謝辞を送っている。

TABLE I.

Plane of Specimen	Longer axis $2a$ (mm)	Shorter axis $2c$ (mm)	\bar{N}
(100)	19.06	0.634	0.3200
(110)	13.26	0.502	0.3680
(111)	20.36	1.063	0.4820

Fig. 2.

Magnetisation Curves of the Principal Axes in the (100) Plane.

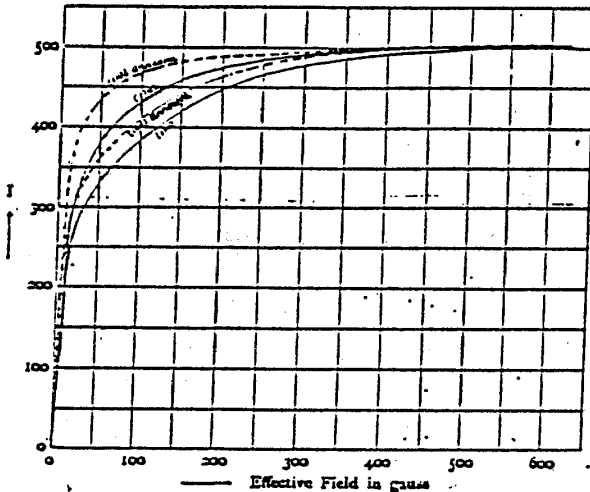


Fig. 3.

Magnetisation Curves of the Principal Axes in the (110) Plane.

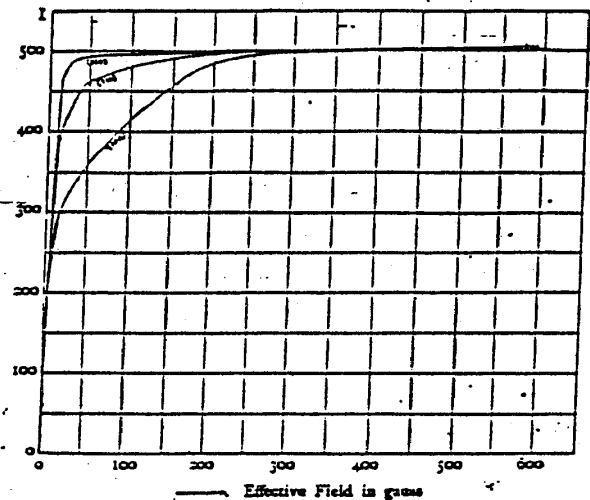


図12. 試料の Data Table とNi単結晶の磁化曲線. 文献003.P641,642,652より抜粋.

第5論文 SEIJI KAYA, "On the Magnetisation of Single Crystals of Cobalt." (1928) も今までの論文と展開は同じである。そして "§ 5. 今までの結果の理論的考察." で本多-大久保理論によって, Co単結晶の磁化過程を説明している。

この論文で, まず目につくのはCo単結晶の作製方法を述べた後, X線解析による単結晶のラウエ斑点の写真が掲載されていることである。以下にその写真と試料のデータ, 及び磁化曲線グラフを引いておく。

Fig. 1. Laue Photographs in Cobalt Crystals.

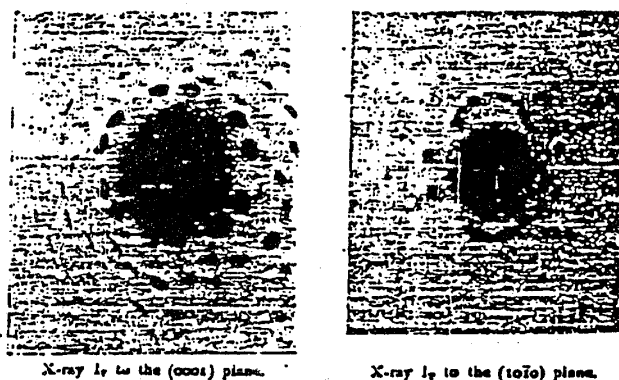


TABLE I.

Plane of the specimen	Thickness (mm)	Diameter (mm)	Demagnetising factor
(1010)	0.283	4.530	0.706
(0001)	0.276	4.340	0.718

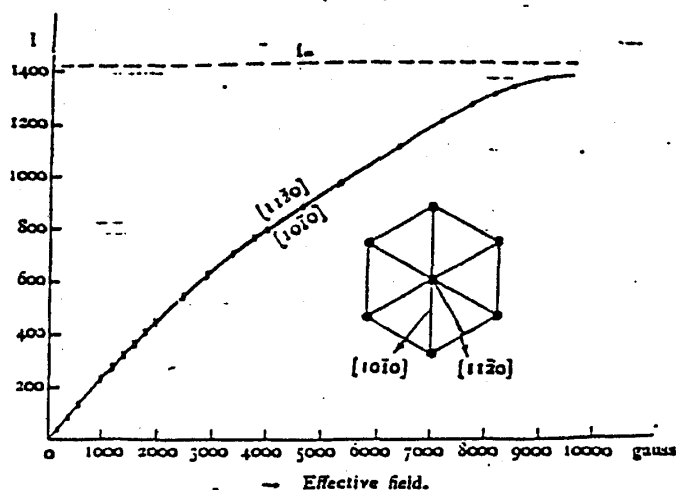
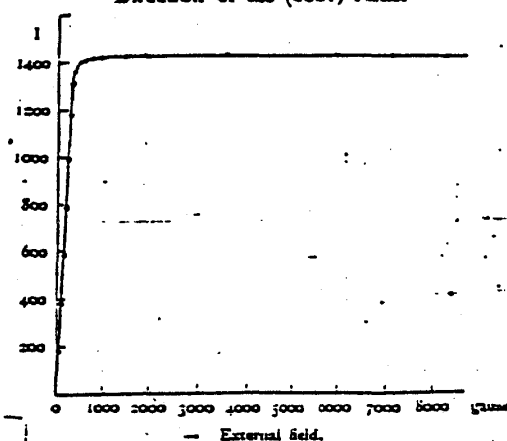
Fig. 8. Magnetisation Curves
in the (0001) Plane.Fig. 9. Magnetisation Curve in the
Direction of the (0001) Axis.

図13. Co単結晶に対する主要 Data.文献 005より抜粋. (ラウエ斑点:P1160, 試料の Data Table:P1160, 磁化曲線:P1172,1174.より抜粋.

“§ 5. 今までの結果の理論的考察.” では冒頭で次のように言う。

“Co単結晶に対して得られた今までの結果は, 12年前に本多光太郎, 大久保準三両教授によって提出された強磁性研究の磁化の分子理論 (molecular theory) の観点から議論される.”

Coは常温で hcp構造を取り, これはWeissが扱ったピロタイトと同じである。よって, 本多—大久保論文において “8. ピロタイトの磁化.” (P194~207)の表題で “これはワイスによって扱われたケース” (P202~) として考察している部分と同じ議論を茅は展開する。

本多—大久保論文の “8. ピロタイトの磁化.” (P194~207)を少し見ておこう。ピロタイトのような hcp構造には複素体が二種類ある (下図は茅のCoの論文の Fig.10 に当たる)。このうち, 磁化容易軸がc面にある時は上を使い, c軸にある時は下を使う。ピロタイトは前者なので上図を使うのであるが, 本多—大久保論文では Fig.34.で議論をして

いる。ピロタイトを扱う時に、このような Fig.34. の形の複素体を議論するのは次のような理由からである (P203)。

“ピロタイトの場合、磁化面の中に二つの磁化の特別な方向を持っている。これら、磁化の容易な軸と困難な軸というのは、Weissによって発見された。この特性は次の仮定によって簡単に説明することが出来る。六方空間格子の中の分子の壊れた配置が原因で、異なった列の磁石の間の相互作用は、同じ列の磁石の間の相互作用と比較して非常に小さい。この場合、内部抵抗力は (24) によって表される。”

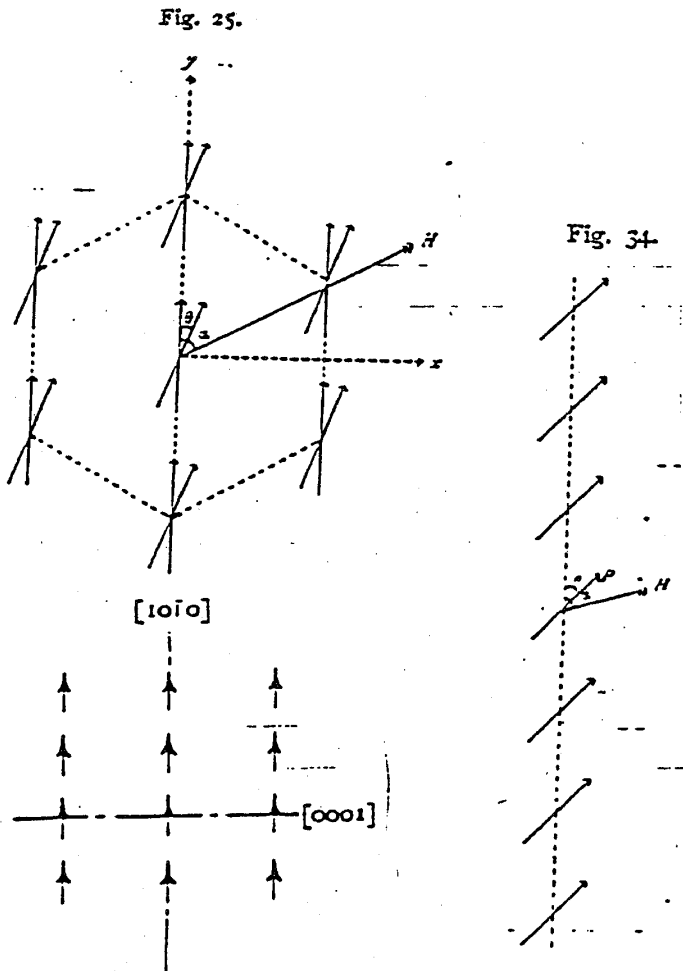


図14.hcp構造を持つ結晶の複素体.

上: 本多一大久保論文 P194. 下: 文献 005. P1175.

右: 本多一大久保論文 P202.

茅の論文に戻ろう。Coは磁化容易軸がc軸で、しかも hcp構造の場合複素体の分子磁石間の距離は縦1に

対し横 1.6であるため、相互作用を考える場合、問題になるのは縦列の一本だけになる。したがって本多一大久保論文の Fig.34 と同じ議論をすればいい。また、六方格子の底面の分子磁石については、Fe単結晶の時と同じように、磁化容易軸である $[0001]$ 軸に対して、 90° の角度を持っているとして議論を進めていく。茅の表現によれば、

“この理論にしたがうと、六方格子の底面を作っている六角形の六方向の一つに、分子磁石のそれぞれは向いている。これらはすべて $[0001]$ 軸に対して直角の方向である。その結果、 (1010) 面では Fig.10. のように、これらの磁石は向いていると思われる。……”

茅の論文の Fig.10. に hcp構造を並べて描けば、下図のようになる。

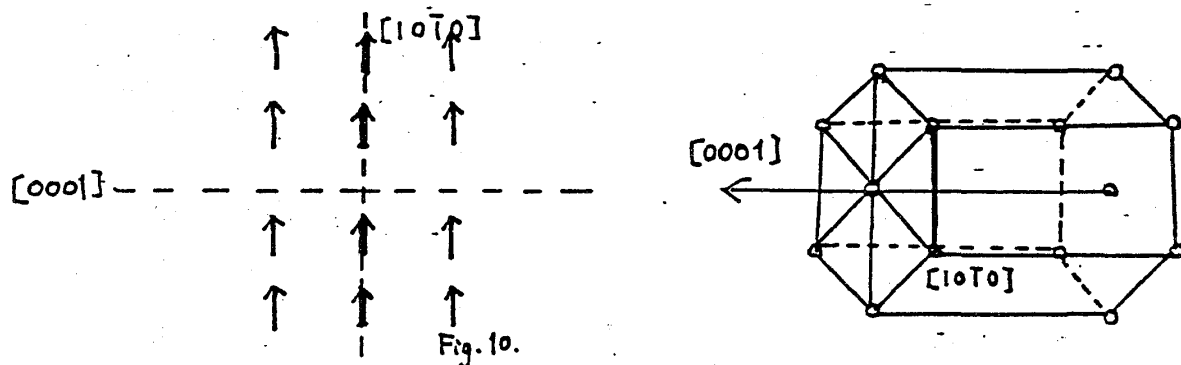


図15. 文献 005.Fig.10.と hcp構造の関係.

これ以後、上述の本多—大久保論文と同じ議論で (H0-24) がそのまま適応され、Feの時と同様の展開になる。

$$F(\theta) = \frac{3}{4} \frac{k\pi}{r^2} \sin 2\theta \left[\left\{ \frac{p}{(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2p'}{(1+4k^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{3p''}{(1+9k^2)^{\frac{3}{2}}} + \dots \right\} \right. \\ \left. - \frac{5}{2} \cdot \frac{7}{2} \cdot \frac{1}{3!} \left\{ \frac{p^3}{(1+k^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2p'^3}{(1+4k^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{3p''^3}{(1+9k^2)^{\frac{3}{2}}} + \dots \right\} \sin^2 \theta + \dots \right],$$

$$\text{where } k = \frac{a}{r}, \quad p = \frac{2k}{1+k^2}, \quad p' = \frac{3k}{1+4k^2}, \quad p'' = \frac{6k}{1+8k^2}, \dots$$

ここで、右辺に新たに関数 $f(\theta)$ を導入すると、

$$F(\theta) = (\text{H0-24}) \propto B m f(\theta), \quad B: \text{定数.} \quad \dots\dots ④$$

$F(\theta)$ は、1つの分子磁石が外場から受ける力に等しいから、次のように置ける。

$$B m f(\theta) = m H \sin(\alpha - \theta). \quad \dots\dots ⑤$$

磁化されていない状態では、分子磁石の \uparrow と \downarrow が半分ずつあり、全体として磁化は0である。外場がかかった時、 \uparrow が回転する角度を θ_a 、 \downarrow が回転する角度を θ_b とする。

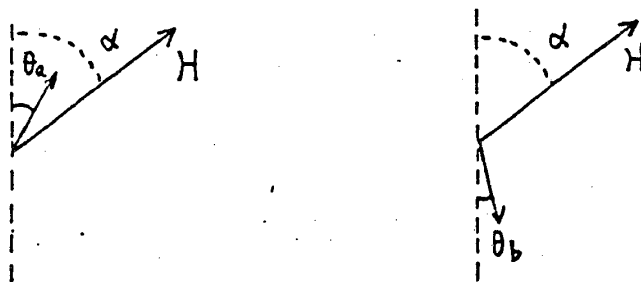


図16. 外場がかかった時の分子磁石の振る舞い.

上図より、相当磁気の強さ i は、

$$\begin{aligned} I / I_0 = i &= 1/2 \{ \cos(\alpha - \theta_a) + \cos(\pi - \alpha - \theta_b) \} \\ &= 1/2 \{ \cos(\alpha - \theta_a) - \cos(\alpha + \theta_b) \} . \dots\dots ⑥ \end{aligned}$$

⑤を使って1つ1つの分子磁石の釣り合いを考える。

$$\begin{aligned} \cdot mH \sin(\alpha - \theta_a) &= B m f(\theta_a) . \\ \cdot mH \sin(\pi - \alpha - \theta_b) &= B m f(\theta_b) \\ &= mH \sin(\alpha + \theta_b) . \end{aligned}$$

ここで $H/B = h$ (h は相当磁場 Reduced field) とすれば、次の関係が出てくる。

$$\frac{H}{B} = h = \frac{f(\theta_a)}{\sin(\alpha - \theta_a)} = \frac{f(\theta_b)}{\sin(\alpha + \theta_b)} . \dots\dots ⑦$$

今、 α と h が与えられたならば、 θ_a と θ_b が⑦から決まる。ここで二つに場合わけをして、磁化過程を考える。

$$\begin{aligned} 1. \alpha = 0 \text{ の時: } ⑥ &\Rightarrow i = 1/2 (\cos \theta_a + \cos \theta_b) . \\ ⑦ &\Rightarrow h = \frac{f(\theta_a)}{-\sin \theta_a} = \frac{f(\theta_b)}{\sin \theta_b} . \end{aligned}$$

この場合、外場と反対方向を向いている分子磁石が、外場方向へ回転する外磁場の臨界値を越えるまで、磁化は0で、臨界値を越えた時、一斉に分子磁石が回転し、磁化が飽和値に到達する。

$$\begin{aligned} 2. \alpha = \pi/2 \text{ の時: } ⑥ &\Rightarrow i = 1/2 (\sin \theta_a - \sin \theta_b) . \\ ⑦ &\Rightarrow h = \frac{f(\theta_a)}{\cos \theta_a} = \frac{f(\theta_b)}{\cos \theta_b} . \end{aligned}$$

この場合、外場がかかったと同時に、分子磁石はすべて 90° 回転し、急激に飽和磁化値に到達する。

これらの磁化過程をグラフにまとめたものが、図17である。左図は本多—大久保論文、右図が茅論文に、それぞれ掲載されているものである。実線が理論値で、破線が実際の場合である。破線のようになるのは、両者とも“熱攪乱の効果”によるとしている。

ここで注目したいのは、 $\alpha = 0$ の時の破線の書き方の違いである。本多—大久保論文では Weiss が行ったピロタイトのデータを図17の次に載せている。これをみれば茅のような破線の書き方をすべきであるが、実際に自分で実験を行いデータを手にした茅と、理論だけから実験値を想像した本多—大久保の違いが見える。

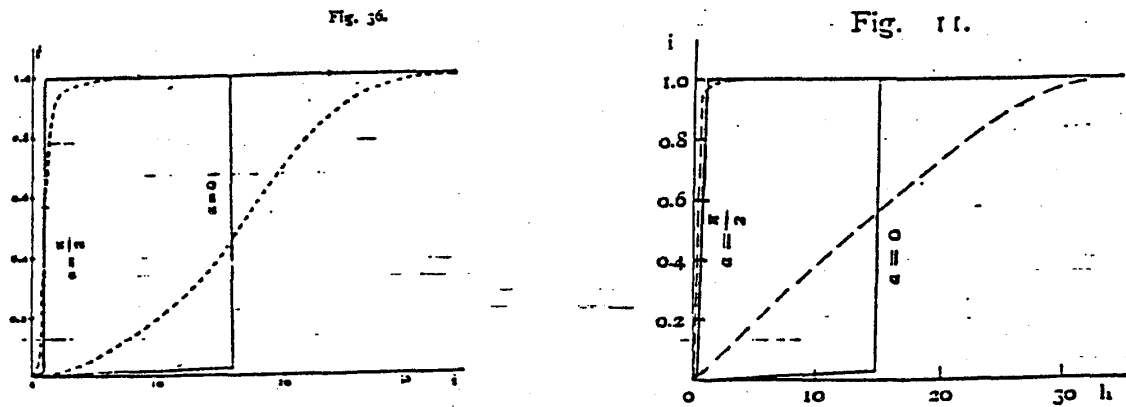


図17.hcp構造を持つ結晶の磁化曲線の比較.

本多—大久保論文 P205. (左図) と文献 005 P1177 (右図) より抜粋.

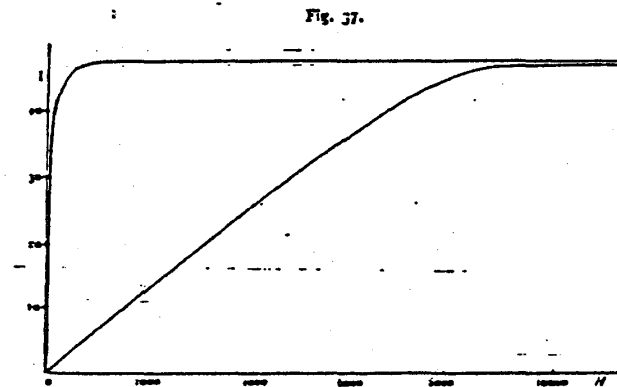


図18. Weissによるピロタイトの磁化曲線

本多—大久保論文 P205.より抜粋.

最後にこの論文でも本多光太郎教授, Y.Kuzume に謝辞を送っている.

以上見てきたことから, 茅誠司の東北帝国大学金属材料研究所時代に行われた強磁性単結晶実験の理論的基盤は, 本多—大久保理論にあり, また逆に, 茅の実験結果は本多—大久保理論の実用性を示してもいるともいえるのである.

§ 3-1-2. Weiss理論への理解

Weissの分子磁場理論は1907年に発表されており, 東北帝国大学では本多光太郎が先陣を切って, これに対する批判を展開していた。では, 本多—大久保理論に強磁性単結晶磁

化過程の理論基盤を持っていた茅誠司のWeissに対する理解、もしくは評価はどうであったのだろうか。ここでは当時の茅の磁性理論に対する全般的な見方を知る上での資料、東北帝国大学金属材料研究所発行「金属の研究」文献101 (Appendix 3)を基に、茅の考え方を探ってみる。

「金属の研究」というのは、金属材料研究所が「当研究所に於ける研究結果は直ちに之に依て発表し先ず本邦で利用し得るやうに」と「主として本研究所及び新設工学部金属工学科の研究報告を之に収め又広く本邦各方面の金属に関する有要なる論文を掲載すると同時に欧米に於ける新研究の抜粋其他苟も学者技術者の参考となるべき事項はすべて之を網羅すること」⁵⁴⁾ を目指したものである。その中の「講義」の項目で、茅誠司は「磁気と其測定法」をいくつか担当している。その流れを追ってみよう。

1927年の「磁気と其測定法 (I)」(P157)では、まず「I. 磁性体の分類と其の簡単な理論」として、ここでは数式を用いず、定性的な話をする。常磁性体、反磁性体、強磁性体について簡単にその性質を述べた後、それぞれ物質の例を上げる。そして「簡単に是等三種の磁性体の理論に就て考え」ている。反磁性の原因を Larmor の Precession で説明し、常磁性に対しては Langevin の常磁性理論を引く。そしてLangevinの常磁性理論の正当性、あるいは逆に本多理論の正しさをいうために、

「ランヂュバンの理論と本多博士の理論とは磁場の小なる時は全く一致した結果となり共に常磁性は絶対温度に逆比例することとなる。」

と述べる。

強磁性理論に関しては、Weiss理論と本多理論の両方について記述する。まずWeiss理論は有名な理論であるとしながらも、それには不合理な点があることから書き始める。

「強磁性体に関する理論で有名なるものはワイス (Weiss) の理論であるが極めて不合理なる点が多い。ワイスは強磁性体の分子磁石が空間格子に排列されてある時これ等の間に強大なる磁場が存在してをるものと考え是を分子磁場 (Molecular field) と名づけた。この分子磁場のために分子磁石は自ら磁化されこの磁場の方向を向いてをるが、ある部分に於ける分子磁場と他の部分に於けるそれとは方向を異にし、其の分布は雑多であつて物質全体としては何等の磁性を示さない。外部磁場の作用によつて初めて外部に対して磁性を示すこととなるのである。ワイスの理論から計算した分子磁場の値は極めて大なるものであつてNi, Coにあつては其の値十萬ガウス以上である。斯る大なる磁場が存在する理由は解するに苦しむ所でローレンツの電子論より計算せる値と格段の相違がある。又数ガ

ウスの小磁場を外部より加えて強磁性体を磁化し得るの事実はこの小磁場によつて強大なる分子磁場の方向を変化せしめたものと解し得べく甚だ不可解なる点である。」

Weiss理論に対する批判で、分子磁場の不合理な大きさというのは、最も一般的なものである。ここでは本多光太郎が批判する、Weiss理論が履歴現象に対する説明をしないこと、には言及されていない。

強磁性理論のもう一つは本多理論である。ここで述べているのは本多—大久保の磁化過程理論ではなく、強磁性の本性に関するものである。これは分子磁石の形状に関わるものである。強磁性体においては分子磁石は丸く、熱擾乱の影響によっても回転運動を起こさないため、磁化されやすく強磁性を示す。本多のこの理論は鉄の A_2 変態の本性の解明に役立ったものである⁵⁵⁾。茅もそれを認め、次のように記す。

「 A_2 点に於いて強磁性体が磁性を失ふのは高温になると分子磁石の形が変化しその相互衝突によつて回転運動を起し従つて独断的作用を生ずるに至るからである。 A_2 点に於ける変化は相の変化と異なり連続的であること及び A_2 点に於いて比熱が増加しこれを過ぎて減少する事等はこの理論によつて容易に説明することが出来るのである。」

これ以降は、当時の茅の問題意識として興味あることが書かれているが、これについては§3-1-3で述べる。

「磁気と其測定法 (I)」では定性的な議論に留まったが、1928年の「磁気と其測定法 (X), (XI)」では、数式を用いての説明をしている。これ以降は、今日でも教科書に書かれる内容である。しかし、茅のWeiss理論への理解を見るために、茅の表現にしたがってWeiss理論を追っていこう。

「viii) 強磁性体の磁気と温度の関係

一般に強磁性体の磁気は温度の上昇と共に初めは徐々に終りは急劇に失はれ、遂にある温度即ち A_2 点以上に於いては常磁性の性質を示すものとなる事は、磁力計を述ぶるに当つて記してをいた。強磁性体が温度の上昇によつて常磁性に変わるの事実に対する理論には P. Weiss 及び本多博士の説がある。今簡単に是等の説を紹介しやう。」

この後 Langevin の、

$$\begin{aligned} \frac{M}{M_0} &= \coth a - \frac{1}{a} \quad \dots\dots (1) \\ &= \frac{a}{3} - \frac{1}{45} a^3 + \frac{2}{945} a^5 + \dots\dots \end{aligned}$$

$$a = \frac{\mu H_t}{kT} = \frac{M_0 H_t}{RT} \quad \dots\dots (2)$$

から始まり、「Weissは分子磁石の相互作用によつて H_m なる磁場が存在するとも考へこれを分子磁場と名付」けて、

$$H_t = H + H_m = H + n M. \quad \dots\dots(3)$$

とする。

(1), (2), (3)より、

$$\frac{M}{M_0} = \frac{aRT}{nM_0^2} - \frac{H}{nM_0} \quad \dots\dots (4)$$

今、 $\frac{nM_0^2}{3R} = \Delta$ とおくと、

$$\frac{M}{M_0} = \frac{T}{\Delta} \frac{a}{3} - \frac{M_0}{3R} \frac{H}{\Delta} \quad \dots\dots (5)$$

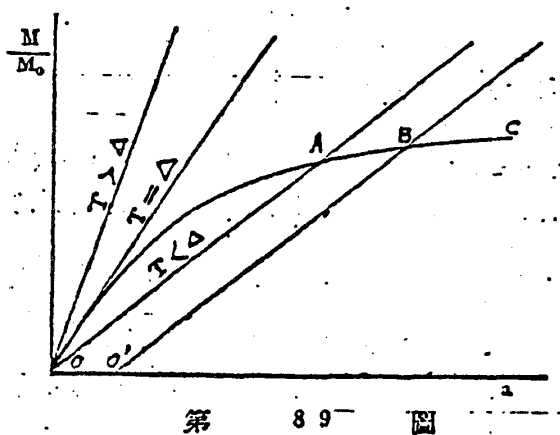


図19. (1)と(5)の関係. 文献101.「金属の研究」五巻52頁より抜粋.

グラフは縦軸に M/M_0 、横軸に a をとり、(1)と(5)式を示したものである。これも今日、Weiss理論に関して行われる議論と同様である。

自発磁気概念も、Weiss理論では問題になる。それに関しても茅は正確な捉え方をしている。

「外部磁場 H の値が零なる時は(5)式によつて

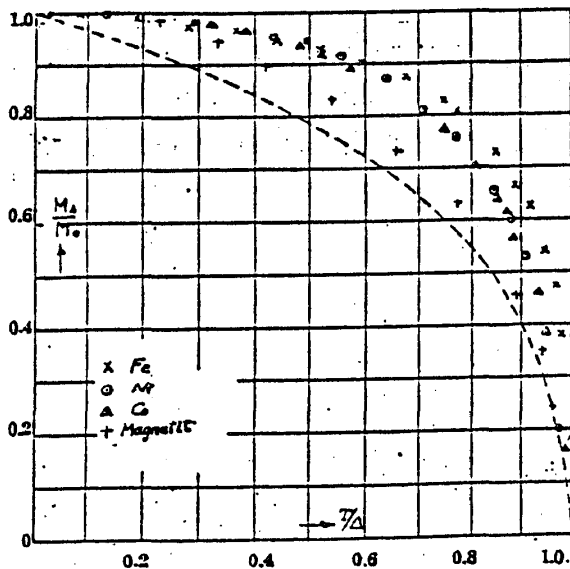
$$\frac{M_s}{M} = \frac{T}{\Delta} \frac{a}{3} \quad \dots\dots (6)$$

となり、 M_s/M_0 の値はOABC曲線とOA直線の交りA点によつて与えられる（O点が然らざることは安定の考察によつて理解される）。即ち外部磁場を加へずともA点に相当する磁気能率 M_s が存在することになる。是をWeissは自発磁気（Aimantation spontanée）と呼んでいる。温度 T が Δ より小なる間はOA直線はOABC直線と交りA点は存在するが、 $T = \Delta$ となれば直線は原点Oにて曲線と相接し、更に $T > \Delta$ となればA点は存在しない様になる。

.....

.....吾人の観測する強磁性体の飽和磁気と云ふのは分子磁石が総て平行となつ

た際に示すべき絶対的の飽和磁気とは意味を異にしている。即ち前者は第89図に於けるA点によつて示され、後者はOABC曲線の漸近線の高さに依つて示されるのである。磁気曲線と云ふのは外部磁場の増加に伴つて自発磁気の方が外部磁場の方向に回転し従つて其の方向の分磁気が増加して来る有様を示した曲線である（勿論外部磁気を増すときはOA曲線は其の方向を保ちつつOB直線の方に移動し磁化を示し点はA点よりもB点側に動くから自発磁気を示す各部分部分の磁化は幾分増す訳である。この量は自発磁気の方の回転による全磁気の増加に比して極めて小である）。



第 90 図

図20. Weiss理論受容以前の自発磁気と磁化関係。文献101.五巻53頁より抜粋。

.....
自発磁気、従つて通常吾々の述べる飽和磁気と温度の関係は(1)と(5)から得た関係式

$$\left. \begin{aligned} \frac{M}{M_0} &= \coth a - \frac{1}{a} \\ \frac{M}{M_0} &= \frac{T}{\Delta} \frac{a}{3} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} [??] \\ \dots (6) \end{array}$$

によつて示される。.....温度の上昇に伴ふ自発磁気現象の有様を(6)式によつて図示すれば第90図点線の様である。」

(図20. が対応する図である)

破線が理論値で、あと強磁性単結晶の実験データがそれに被せて書いてある。このグラフは後に重要な意味を持つことになる。§ 3-2-3. でWeiss理論を受容した段階の話になるが、同様のグラフがそこでも出てくるからだ。

以上から判るように、茅誠司のWeiss理論への理解は、今日から見ても正確なものである。しかし理論を正確に理解することが、その理論を受容することではない。茅はWeiss理論への批判は「磁気と其測定法 (I)」と内容は同じであるが、実際の数値を上げることとで説得力を増している。

第90図においては、定性的一致は認める。しかし「定量的にはある規則的な差異のあること」(P53 ~)を認める。

「 $T/\Delta = 1$ の付近に於いては両者はよく合っているが、 $T/\Delta = 0$ の付近にあつては一致しない。実験にあつては $T/\Delta = 1$ に於ける切線は横軸に平行に近い

が、理論にあつては $\tan^{-1}(-1/3)$ なる角をなしている。」

規則的な差異ということは、深読みすれば、Weiss理論には修正の余地があり、その修正によって実験との定量的一致に持っていくことが可能であることを示唆しているような印象も受ける。しかし、Weiss理論の重大な欠点というのは、やはり巨大な分子磁場なのである。

「以上Weissの説に於いて最も欠点とする所は分子磁場と云ふ強大なる磁場の存在する点である。鉄、ニッケル及びコバルトに付いて是を計算すると常温に於いて 5.8×10^6 , 7.6×10^6 及び 11×10^6 ガウスとなり、実に吾人の到底実現し得ざる様な強磁場となるのである。斯る強大なる磁場を潜在せしめているに拘らず強磁性物体は僅々数ガウスの磁場によつて容易に強く磁化せしめられることはこの説にとつて深い痛手を与えるものと云はねばならない。又理論的見地から見ても分子磁場を与へる定数はローレンツ氏が電子論的に計算した値 $4\pi/3$ に近かる可き筈なるに拘らず鉄、ニッケル及びコバルトに対して各々 3.4×10^3 , 14×10^3 , 3.6×10^3 の大なる数を与へなければならぬことになる。」

このように茅の批判は、本多のようにWeiss理論の理論的枠組みまでには及ばない。つまり量的な困難を解決することが出来れば、Weiss理論に対する態度も違ってくる可能性があるわけである。しかしこの時代では、磁性理論に関して次のようにいうのが、茅には一番自然であった。

「本多博士及び大久保博士はユーイングの強磁性体のモデルを基礎として強磁性結晶体理論を発表された。其の計算は頗る複雑であるから茲に述べないが、Weissの説に於ける分子磁場の様な無理な仮定を置かずして実験的事実とよく符号する結果を得たのである。」

§ 3-1-3. 金属材料研究所時代の茅誠司の問題意識

論文には現れない研究というものが実際には多くある。この節では、主としてインタビューを資料として、当時茅誠司の持っていた問題意識を明らかにする。

前節で「磁気と其測定法 (I)」の最後の部分 (P158) を残しておいた。ここでは磁気の理論に相構造、相転移の考えを入れなければならないということを書いている。

「前記の反磁性の理論に遡えば反磁性は原子固有の性質で温度と関係なく、又常磁性は絶対温度に逆比例することとなるが、事實はこれと反する例が極めて多く、理論の不充分を物語つてをる。磁気係数が相の変化と共に必ず急激なる変化をな

すことは磁気の理論に相の構造を入れねばならぬことを立証するものである。」
また磁区の移動を示すバルクハウゼン効果の研究を随分やったようである。

96. K : 私は、仙台にいたとき、大学へ行く前、1925~26年頃、single crystalでバルクハウゼンeffectを一生懸命やった。バルクハウゼンというのは、磁区ということをお頭にしているからやっているのです。ただどんなかということが分かっていなかった。磁区はあるということは、それはもう想像しているのです。結果があれだけあうということで。ただ自発磁気というのを、われわれはWeissの考え方を非常に高く……。結果があれだけあうということで。ただ、自発磁気という……。magnetic fieldなのかということについては非常に疑問をもつわけですよ。

97. Q : なるほど。

98. K : で、それが何だろうかという論文を Heisenberg が出したときは大変なショックだったわけですよ。

99. Q : そこがかなり微妙で、しかも今から考えてみると非常に面白い問題だという気がするのですが。

100. K : 非常に面白いですよ。もう熟しきっているのです。磁区は何故できるのかということが。強磁性体だけ磁区が起こって、他のものには何もないですから。それはもう大変に熟しきった、準備ができていた。そこへつまり量子力学の立場から、Heisenberg がはじめてあの論文を出した。あの中に私の名前がちょっと書いてある。あの次かな。magnetoc-strictionの論文があるんです。だからHeisenbergは私の名前をよく知っていましたよ。私は、勿論、磁区というものはある。そして磁区というものがどうしてできるのかということが強磁性の本質、一番重要な問題だということも。それはもう、バルクハウゼンeffect, 一生懸命やったのだから。それは論文になっては出ていない。私のは、まとまらないから。

結局は随分やったのだ。磁区がどういう風になっているかということは、バルクハウゼンは磁区の変化だけをやったから分からなかったのだ。つまり、磁区というものは magnetic field を入れて生じるのではないことは、手でこうやって、しかも non-mag —, earth field を消しちゃった中でやったらって同じことがでてくる。私は学生実験にいつでも聞かした。強磁性というのはこういうものなんだ、中になにかあるんだと。そういう実験

をやった。

(K : 茅, Q : 河宮) ⁵⁶⁾

85. X : 先生が '27年に「金属の研究」にお書きになったもの、(「磁気と其測定法」)の中に、相の構造を取り入れなければならぬと。

86. K : 何の？

87. X : 相, Phase です。Phase の構造を取り入れなくてはならぬという具合に、ほんの1行か2行ほどですけど。

88. K : そうですかねえ。

89. X : お書きになっているんです。何か相が違うと、帯磁率なんかがうんと違うと。で、そんなこと一寸見たものですから、先生の Ni-Mn合金にしろ、order-disorder の問題というのは、もう1927年にそれをお書きになるような頃に、もう〈問題意識として持っていたら？〉

90. K : order-disorder はね、金と銅の問題は、我々は非常に重要視していたんですよ、このね。

91. X : もう仙台の時から？

92. K : もう仙台の頃から、そうです。

93. X : それから、何か論文にはなっていないけれども、単結晶のバルクハウゼン効果のこと、いろいろお調べになったって。

94. K : やあ、実にやったんですけどね、論文にならないんですよ。、あれは。難しくて。

95. X : それは問題意識としては、磁区の存在というか、そういうものを？

96. K : 一応はね、magnetisation はどうやって進むのかっていうことを、磁区の変化をやるわけですから、バルクハウゼン効果で磁気のことを出そうとしたわけなんですよ。ところが、それは磁区そのものじゃなくて、磁区の変化だけ出るわけですからね。それで中々、何をやってもね、磁区に覚しいものは出てこないんですよ。

(K : 茅, X : 勝木) ⁵⁷⁾

これらの証言から、バルクハウゼン効果の研究を熱心にやったことによって、茅は磁区
の存在を金属材料研究所時代に認めていたことがわかる。ここでいう「磁区」は、今日的
な「Curie点温度以下でその温度における自発磁気を持っている区域」としての「磁区」

である。しかしバルクハウゼン効果の実験によって、強磁性体の中にはどうやらそういうものがありそうだという見当がついても、自発磁気の発生機能が判らない以上、定性的には合っている、定量的には信じがたい結果を導くWeiss理論を、茅は受け入れるわけにはいかなかった。一方、“elementary complex”の中に分子磁石が並んでいると考える本多は、バルクハウゼン効果について、それを磁区の動きとは考えなかった。

65. K : 本多理論というのは何ですよ、本多-大久保理論というのはあるんですね。実は本多先生は、ユーイングの頃からあるんですがね、ちいちゃなマグネットをこう平面上に並べましてね、こうピンでね、でやるとね、沢山並べておきますと、ある所はこっちを向き、ある所はこっちを向いてね、こう分かれるんですよ。それでね、elementary complexと先生は名付けられたんです、それをね。

66. K : そういうものがあって、バルクハウゼンの音なんていうのはね、その動きだという風に、まあ。先生はそれまでは仰らなかったんですがね、本多先生は私からバルクハウゼンの音を聞かされて、びっくりされたぐらいなんですからね。⁵⁸⁾

と茅が語ることをそのまま受け取れば、本多が磁区の使用をこの当時信じていなかったことがうかがえる。

こうして、磁区の中の自発磁気発生機構の問題、強磁性-常磁性相転移、そして order-disorder 問題まで意識の中に取り込んでいた茅誠司は、1928年、Heisenberg の強磁性理論が発表された年に、ドイツ留学へ向かうのである。

§ 3-2. 受容過程

§ 3-2-1. Heisenberg 論文とSlater論文

§ 1で記したように、今日、Heisenberg の強磁性理論によってWeiss理論の意味づけがなされたと一般的には受け取られている。では、Heisenberg 理論に対する茅誠司の評価はどのようなものであったのか。この節では1928年のHeisenbergの論文と、1936年に出版されたSlaterの論文⁵⁹⁾ に対する茅の捉え方を探る。

強磁性-常磁性相転移を問題意識の一つとして持っていた茅誠司は、ドイツで打って付けの研究に携わることになる。茅の留学時の成果である、論文 文献 006, Seiji Kaya and A. Kussmann, “Ferromagnetismus und Phasengestaltung im Zweistoffsystem Nickel-Mangan.” は、Ni₃Mn規則合金の強磁性に関する論文で1931年に発表されたものである。

この論文の冒頭で、彼らは研究に取り組む経緯として次のように書いている。

“1. 序. 合金や化学的化合物が一定の空間格子を結んで、どのように強磁性金属になるかという問題は、最近 Heisenberg の理論(1)の繋がりの中で、数倍の討議がされこととなった。この問題の実験的な研究には、常磁性から強磁性状態への緩やかな移行が可能であるような特別な物質が適している。このような性質の素材としては、例えば、強磁性と電気伝導性の間の関連も最近新しく調べられた(2)酸化鉄がある。更に所謂ホイスラー合金も一定の条件下（卓抜な化学量論的組成、永続的熱処理）で常磁性から強磁性へ移行する物質の一つである。この合金に関して、すでに Heusler, Richarz, Take, Mitarbeitern (3)によって、強磁性は複雑なマンガン化合物の形成に関連があるというはっきりした推測があり、それは、E.Persson の新しい研究(4)を通して、充分に解明された。しかし困難なことが、例外や反対の状況には存在する。このような合金に属する、三元系 Al-Cu-Mn の複雑な構造は、最終的な解明の道に、かなりの困難が横たわっているだろう。以下では、二元系 Ni-Mn のいくつかの研究について報告する。ホイスラー合金により証明することが出来るように、同じ磁気的な異常は、状態図の訂正の他、同時に金相学的調査をする間、構造を入れた磁気的現象に存在している関連について、明確な結論を生むことが出来る。

(1) W.Heisenberg, ZS.f.Phys. 49, 619, 1928; vgl.auch O.v.Auwers, Phys.ZS. 29, 921, 1928.

(2) Vgl. K.Ghosh, ZS.f.Phys. 68, 566, 1931; H.Sachs, ZS.f.phys.chem. 9, 83, 1930.

(3) Vgl. O.Heusler, ZS.f.anorg.Chem. 171, 126, 1928.

(4) E.Persson, ZS.f.Phys. 57, 115, 1929.

ここで着目したいのは、最初にある Heisenberg 理論への言及である。この註釈に引かれている論文こそ、Heisenberg の強磁性理論の論文である。この論文をいつ知ったかということについて茅は、「それ（Heisenberg の強磁性理論のこと）がドイツにいる頃評判になって」⁶⁰⁾と語っている。これをどのように受け止めたかを知るには、茅の著作とインタビューに頼ることになる。

YYY : Heisenberg の強磁性理論が出たのが1928年。

茅 : それがドイツにいる頃評判になって、エクスチェンジの問題がその頃から問題になって、エクスチェンジによる強磁性についての Heisenberg の理論は

極めて不完全なものなんです。後から色々詳しいものが出て来て、Slater のニッケルの band theory というやつが出たでしょう。……⁶¹⁾

13. K : 28年でしょうね。ちょうど私の行った年でね。私はあまり丁寧に読んでいないんです、それを。

14. K : ところが向こうでは、向こうへ行ったところがいろいろと、向こうというのは、私が参りましたのはドイツの Physikalische Technische Reichsaustalt でまあ日本の電気試験所みたいなもの……。

……

15. K : で、その頃に Becker というのが、Becker-Döring の本をかいた Becker があそこにいたんです、Technische Hochschule, ベルリンの。で、Becker の理論、強磁性に関する理論がいろいろ出て、そこでいろいろと議論したんですがね。

……

149. X : ただ、私の仮説的な暫定的な見解なんですけども、そもそも Weiss 理論を大体日本で受け入れられる時期というのは、1936~37年ぐらいの間にかなり境目があるんじゃないかという気がしているんです。

150. K : とにかく私が帰ってきてからね、私がドイツでもってそれを信じたって書いてありますけど、ドイツへ行ってそういうそれ程はっきりとしたことを言ったことは何とも〈何にも〉ないんです。しかし、よく勉強しましたからね、そこでつまり、Heisenberg の理論に非常に注目したわけですよ。

……

158. X : ただ、広根-彦坂論文にしても、それを受けて書かれた武藤先生の強磁性の量子理論にしても、Heisenberg 理論をちゃんとやってゆくと、 $H=0$ のときには、 $M=0$ になるということを仰言っているんです。で、広根先生の場合はたしか、36年頃にお書きになった論文でも、わりあいそういったような感じのことがあるんです。で、そういうので、Heisenberg 理論を受け入れることと Weiss の自発磁化を受け入れることとは、一寸こう〈ちがう〉。

159. K : そこがね、Heisenberg 理論はね、あのものが鉄の強磁性をすぐに説明できたとは、誰も思っていないんです。ただ可能性を。われわれもね、本当に強磁性が、exchange energy が磁性の原因として受け入れられるようになったの

は、Slaterの理論があるんですよ。Slaterでしたね。

160. X : Slaterです。ニッケル？

161. K : Slaterの Phys.Rev.に出たNiのね。あれなんですよ。あれも相当、正確に正しいとは思わないんですが、数値的にはとにかく、こういうあれを出した。あれで、どうやら、成程ってことがわれわれに分かってきたんですけどね。

162. K : しかし、Weissの理論がね、Weissの理論というのが非常に大まかな理論でありながら、強磁性をよく示しているということは、誰もがよく知っていることなんですよ。その原因が分からなかったってということなんですよ。

163. K : 原因は exchange energyだということを示してくれた Heisenberg の論文、それを、その点われわれはHeisenbergの論文を高く評価しているわけなんですがね。

164. X : 先生の北海道の時の講義ノートの写しを宮原先生に見せて頂いたんですけど、それを見ますと、Slaterの理論をやっぱり、はっきり。

165. K : Slaterの理論は一所懸命やったですよ。

166. X : 何かこういうようなコピーを〈宮原氏による茅教授「強磁性体論」講義目次をみせる〉。

167. K : こういう展開でいってるんですね。この順序をみると。これつまりね、ジャイロマグネテックeffectの、あれがつまり electron の orbitではないという証明が出てきて決定的になったわけですね。じゃ electron の spin をそろえるのは何かっていやあ、exchangeというやつがあるという、こういうことになる。Gruppen theorie なんかやったんですね。この頃、Gruppen theorieなんか数学で教えなかったんですよ。私なんか園さんの本とかね、Wigner-Seitzの Gruppen theorie der 何とかという本ありましたね、あれは一生懸命読んだものですよ。

(K : 茅, X : 勝木) ⁶²⁾

Heisenberg 論文は群論を駆使した難解なもの⁶³⁾である。したがって茅誠司の著作において、原論文に則した解説をしてあるものはない。いずれも定性的な話だけで終わらせている。ただ講義⁶⁴⁾においてのみ、Heisenberg理論について詳しい解説がしてある。それも28頁のうち、17頁を群論の講義に充てた上での話である(茅の強磁性理論の展開の仕方については§4で論じる)。

ところで茅にしてみれば、Heisenberg 論文の提出=Weiss理論の受容とは成り得なか

った。強磁性の理論としてNi強磁性を説明したSlater理論が必要であった。例えば、「磁性体論」(1938)では、強磁性の量子力学的理論である Heisenberg 論文とSlater論文を次のように評価している。

「 11. J.C.Slaterの理論

強磁性体の量子理論の取扱方は現在二通りあり、孰れにも一長一短がある。その一は W. Heisenbergによる有名な理論で固有関数としては原子関数を用ひている。その長所は自発磁化に関するWeissの法則を直に誘出し得る点であるがその短所は金属電子論との連絡に欠けて居り且何故鉄、ニッケル、コバルトのみが強磁性を呈するかを理解し難い点である。尚又一番吾々にとつて欠点とすることは群論を用ひて居るため理解が頗る困難なことである。第二の方法は Bloch⁶⁵⁾ 並にSlaterに依つて用ひられた方法で固有関数としては原子固有関数と自由電子の固有関数の積を用ひ且金属内電子エネルギー帯を考慮に入れた方法で、その長所は金属電子論と直接関係して居るため鉄、ニッケル、コバルトが強磁性を呈することを明確に指摘して居ることである。欠点はWeissの法則を誘出し得ないことに存する。而し現在Slaterはこの兩種理論の結合に対して苦心を拂つている。

茲では理解に便利な上からSlaterの方法を述べることにした。」⁶⁶⁾

このように、Heisenberg 論文にしてもSlater論文にしても、一長一短があり単独で強磁性体を説明出来るとは、茅は思っていない。Slater論文の欠点としては、次のようにも記している。「スレーターはNiが強磁性元素たるの資格を有することを数量的に示したが、ただその温度変化を数量的に説明することには成功していない。」⁶⁷⁾ と。

しかし、exchange energy で自発磁気の可能性を示した Heisenberg 論文と、Curie点の数値を説明出来ないものの、Niの強磁性を示したSlater論文によって、Weiss理論を受容する下地は完全に出来上がったことになる。

§ 3-2-2. 本多-大久保理論の読み換え

磁区が存在を認め、Heisenberg の exchange energyによって自発磁気の発生機構も明らかになり、Slaterによって定量的な点において不満はあるものの、取り合えず強磁性物質の存在を証明出来た。だが、Weiss理論との結びつきは、茅誠司にとってこれだけではまだ不完全であった。しかし磁性体論の主流が量子力学的見方をしている Heisenberg , Bloch, Slaterの理論に移行していることは、認めざろう得なかった。そういう状況にある時、強磁性単結晶の磁化研究の時に基盤としていた本多-大久保理論の見方がどのよう

に変わっていったか、この項ではそれを年代ごとに追ってみる。

ドイツから帰国後の茅誠司の研究論文は、Fe単結晶の研究と磁区の存在を視覚で捉えるための実験についてのものが1933～1936年まで続く（文献 007～011）。前述（§ 2）したように、磁区を見ることには失敗しているが、Fe単結晶の研究から 1 m n の法則を得た。留学前と異なり、この頃の単結晶の研究というのは、磁歪だけでなく、磁区の性質に関するものに進展しており、本多—大久保理論の入る余地はない。同様のことは Heisenberg, Bloch, Slaterの強磁性理論についてもいえる⁶⁸⁾。そこで論文や啓蒙的な著作によって本多—大久保理論がどのように扱われているか見てみよう。

まず、「強磁性結晶体論」（1936）では、本多—大久保理論が重視した履歴現象について、純鉄の単結晶にも小さいながら履歴現象があることを述べた後、「勿論履歴現象其物が結晶体に付随する第一義的の性質なりや否やは後の議論に俟つも、現実を得られる単結晶に於いては必ず履歴現象を伴っている。」⁶⁹⁾と書く。その後Fe単結晶の履歴曲線について 1 m n の法則を述べ、次に、

「次に顕著な事柄は磁気曲線と上昇履歴曲線の位置の関係である。結晶の方向によつては磁気曲線を如何なる方法によつて測定したとしても上昇履歴曲線の外に出ることがある（第5, 6図参照）。この現象は〔100〕に近き方向に於いては殆ど認められないが、他の方向にあつては屢々認められる所である。この異常な現象は次に説く磁気歪の現象と相俟つて、結晶体内の複素体の配列によつて説明することが出来る。」⁷⁰⁾（下線、抜粋者）

とするように、この時点では、磁化過程においてはまだ本多—大久保理論にしたがっているように見える。しかし同じ著作で本多—大久保理論について、

「 § 9. 磁気の強さの方向性

磁気の強さが磁化する方向に依つて異なる点に関する研究には Honda, Okuboの研究がある。この論文にあつては平面格子の上に分子磁石を配列してその相互作用を取扱っている。茲に分子磁石はその磁気の両極の距離が分子磁石間の距離に比して省略出来ない程の大いさを有するものとして取扱はれている。」⁷¹⁾

と、本多—大久保理論が2次元の理論であることをはっきりといている。あと、この著作で判らないことがある。51頁に「（複素体の章参照）。」とあることである。このような章は存在していない。もしかすると一度「複素体」という章を書いていて、後に削除したのかもしれないが、これは飽くまでも想像である。この著作においては本多—大久保理論の残滓があり、一方では Bloch理論⁷²⁾の説明しているという、非常に曖昧な中間的

な著作であるといえよう。§ 2でFe単結晶の磁化研究の変遷を見た時、W.L.Websterの実験データとその理論的解析に少し触れたが、W.L.Websterが本多-大久保理論を2次元の理論と指摘しながら、Weiss理論と本多-大久保理論の両方を使っていたことと、茅のこの時の状況は似ている。

その後、講義や新しい著作になると本多-大久保理論は「2次元の理論である」という立場が更にはっきりとしてくる。「茅教授講義ノート」では、

「之ハ平面模型ヲ考ヘ、アル大サヲ有スル elementary magnet ヲ考ヘル。ソシテ model ニトル。ソノ dimension ガ有限デアルタメ方向性ヲ生ズル。シカシ dimension ガ ^[rr] lattice constant ニ比シテ小イト方向性ヲ生ジナイ。更ニ之ハ Energy ノ Summation ガ domain ノ形ニ depend シテキルコトヲ無視シテキル。結晶ノ方向性ハ doubletカラハアラハレナイ。quadrupol ヲ有スルモノデアレバアラハレル。」⁷³⁾ (下線部分は、推定しつつ判読した箇所)

また文献013 SEIJI KAYA UND SYÔHEI MIYAHARA, "Über die Magnetisierung des Pyrrhotinkristalls" (1939)になると、本多-大久保論文が参考文献として上がっているものの、次のような記述しかない (P450)。

“基礎平面(0001)の奇妙な振る舞いに対して、本多と大久保は結晶格子の歪み、あるいは結晶の不完全な点をその原因とした。”

これ以後本多-大久保理論が茅の論文に引用されることはないが、著作では1943年まで残っている。「最新金属大系1 磁性体論」(1943)では、

「第十七章 強磁性結晶体の異方性」の途中より

「……なほ又本多光太郎、大久保準三両博士は二次元の結晶格子に有限の大いさの磁気能率を有する原子が配列している模型を数学的に取扱われて、種々重要な結果を発表された。……」⁷⁴⁾

となり、これが書かれたものとして、本多-大久保論文に触れた最後である。

後年になって、茅はインタビューで本多-大久保理論、あるいは本多の磁気理論に対する質問を受けた時、次のような評価をしている。

67 K: それでいうんですがね、あれは平面の理論なんです。平面の理論ですと方向性が出るんですね。ところが three dimensionになると dipole というのは方向性を持たないんですよ。そこで quadrupole とか hexapole を考えるということになってきて、えらい複雑なわけの分からないことになったんですけどね。

68 K : だから、本多の理論、強磁性についての本多の理論というのはいないんですよ。

69 K : 強磁性の origin についてのね、つまり本多先生は、結局どこまでも nucleus のまわりを electron がまわっていると、electron によって説明するという考えだったんです、最初はね。

70 K : ところが、いくら electron で説明しようと思っても強磁性にならん訳ですよ、diamagnetism が出ちゃうんだ、首ふっちゃってね。それで首振り運動をなくすにはどうしたらいいかっていうんで、考えて、最後は nucleus の中へもっていかうとしたんですよ。

.....

78 K : つまり、本多先生は electron の spin を考えておられないんですよ。

79 X : 形の変化をお考えになっていた。

80 K : つまりね、どう考えても magnetic moment をもっている以上は、ふつうの angular momentum をもってなきゃ駄目だということになると、diamagne っきり出ないわけなんですよ。その才差運動は diamagne ですからね。

81 K : そこで、どうしても ferro ができることにはならないんで、先生は、先生の強磁性の理論というのはいないわけなんで。

(K : 茅, X : 勝木) ⁷⁵⁾

このように、強磁性単結晶の磁化研究の時には、基盤となっていた本多-大久保理論は茅誠司の中では消失してしまうのである。履歴現象を説明しようとした本多-大久保理論は、量子力学的な研究対象として磁性体を見たり、磁区の性質を研究したりする過程で、自然消滅していくのである。

そして茅にとって Weiss 理論の受容の鍵は、order-disorder 問題を考え続け、パーマロイ問題の研究へ直進していく過程で、絶対に避けて通れない道にあったのである。

§ 3-2-3. Bragg-Williams 理論

北海道帝国大学で、磁区の構造を中心的課題とした Fe の単結晶の磁性研究とともに、茅誠司が力を入れたのはパーマロイ問題であった。パーマロイは Ni_3Fe で、茅がドイツで扱った Ni_3Mn との共通性を感じる。§ 2 で述べたように、Otto Dahl の論文に刺激された茅は、パーマロイ問題も order-disorder が関係していると確信して実験に入る。

茅が扱おうとする多元合金の問題は、協力現象 (co-operative phenomena) である。協

力現象については、2元合金、即ち格子点に2種類の原子を配列させた時どうなるか、その長距離規則度の理論として1934年に BraggとWilliamsが論文を提出⁷⁶⁾した。

そして、この理論こそがWeiss理論と同じ形式を持っていた。

Bragg-Williams の後、協力現象に関する理論として、H.A.Bethe ⁷⁷⁾ , R.H.Fowlerと E.A.Guggenheim⁷⁸⁾ の quasi-chemical method, Yutaka Takagi ⁷⁹⁾ などの理論が出される。また、多元合金の問題というよりも、強磁性の問題として、F.Bitter のように統計的手法をもってWeiss理論の説明⁸⁰⁾ をしようとする試みも現れる。

このような時、これらの理論を、その中でも Bragg-Williams 理論を茅がどのように知るに到ったか、それについて茅自身は次のように語る。

「伴野：……先生は Bragg-Williams の理論とか、ああいう論文はいつお知りになったんですか。

茅： Bragg-Williams はああいう問題の一番先手ですからね、いつ読んだかということはないけれど、読んで講義でも何でもやってね、フェロマグネを知っている連中にとって、Weissのモレキュラ・フィールドというのを Bragg-Williamsの理論と関係づけるということは、ちょっと後からですね。

YYY：ドイツにいらっしゃった時はそういうことはまだですか。

茅：まだです。

YYY：やはり北大へいらっしゃってからですね。我々が大学へ入った頃には Nix, Shockley *が出てましたからね。」⁸¹⁾

(＊規則－不規則変態のレビュー)

ただ、少なくとも宮原将平が受講した時(1936.4～1937.3)には、Bragg-Williams 理論について茅は語っていない。しかし北海道帝国大学時代の茅の門下生である伴野雄三の話によると、「北大での茅の輪講は徹頭徹尾 order-disorder の問題であり、Bragg-Williamsをたたきこまれた」⁸²⁾ ということである。

茅が直接 Bragg-Williams 理論について語るのは、後のことであるが、初めて Bragg-Williams理論に関する記述が出てくるのは、permalloy の「秩序－無秩序転移の存在を実証した」⁸³⁾ 1938年の論文(文献012) Seiji Kaya, “Die Überstrukturbiidung in den Nickel-Eisen Legierungen und das Permalloyproblem.” で、31頁に次のようにある。

“……今、Fe-Ni合金に超構造が存在しているかどうかの問題に注意を向けた時、3つの異なった面から、その問題に着手することができる。

……

3) 主要な狭い温度範囲の中では, Bragg-Williams の理論(3)に依れば A_3B 型の構造では, 原子の無秩序が起こる。……

(3) W.L.BRAGG u. E.J.WILLIAMS, Proc.Roy.Soc., 145, (1934)699:151,
(1935)540.”

遅くとも, パーマロイ問題に取り組む段階で, 茅は Bragg-Williams 理論を把握していたことになる。そして, これが Weiss 理論と同じ構造を持っていることを知ったと思われる。

ここで Bragg-Williams 理論と強磁性との関係について, Bragg と Williams 本人たち, 及び周辺はどう考えていたかを見ておく。

まず Bragg-Williams の論文 I (P707~708) に, 自分たちの理論と強磁性との関係について,

“臨界温度 T_c 以下で急激に秩序を組むという総体的な結論は, 強磁性と密接な類似点を持っており, 事実, 現在扱っていることと Langevin と Weiss の古典的式の間には, 類似点がたくさんある。合金の中の秩序度と強磁性の本質的な場を比較してみよう。原子磁石の平均の方向は, 合金の秩序度に対応している。そして平行と反平行のポテンシャルエネルギーの差は, 上で考察した V に一致する。その平行と反平行のポテンシャルエネルギーの差と V に, 両者同じ場合に, 温度に対して同様の依存度がある。このことから, 合金は, ある温度より上で秩序あるいは超格子が存在しない臨界温度を持つが, それは丁度強磁性が Curie 点を持つことに相当する。”

と書く。また II においては, 同内容のことを初め (P541) に 4 行記す。Bragg-Williams の論文 II は, 主に自分たちの仕事と Borelius⁸⁴⁾, Dehlinger⁸⁵⁾, Bethe⁸⁶⁾ の仕事の比較をするのであるが, この論文で特に注目しておきたいのは, Sykes の実験データ⁸⁷⁾ の引用があることである (P558:Fig.5, P560:Fig.7, P561:Fig.8)。茅がパーマロイ問題解明のために, permalloy に用いた実験は, 比熱測定で, それは Sykes 法であった。茅はこの論文で Sykes 法の知識を得たのかもしれない。

また, Bragg-Williams 理論と Weiss 理論の関係は, Bragg と Williams の論文 I の翌年 1935 年の H.A.Bethe の論文⁸⁸⁾ に次のように書かれている。

“Bragg と Williams によって用いられた数学的方法は, 強磁性の Weiss の理論で使われたものと同じである。両者とも, ある与えられた点で秩序を作ろうとす

る「力」は、結晶の全体に渡っての秩序の平均によって、唯一決定される、という仮定を含んでいる。実際、それは考察する点の一番近い原子の配列に依存する。結晶の秩序は全体として、平均でのみ、この配置を決定する。^{*}

このような評価を受ける Bragg-Williams の理論と Weiss 理論を結びつけて、茅は強磁性について解説することになる。

では Bragg-Williams 理論に対して茅がどう考えたかに戻ろう。Bragg-Williams 理論への言及が、著作に現れるのは 1942 年以後である。例えば、

・文献 104. 物理学講演集 (2) (1942)

Ⅲ. 金属物理 規則格子生成に関する実験的研究 茅 誠司

P85 “§ 1. 緒論” より

「金属固溶体に於ける規則格子生成理論は Bragg-Williams の研究を契機として最近著るしい進歩をしたが、その研究の中心をなすものは、長範囲の規則度 S が与へられ、且隣接異原子の組数 g が与へられた場合に、可能なる配列数 $G(S, g)$ を求めるにある。……

所が直線格子⁸⁹⁾ 以外に於いては $G(S, g)$ は一般的には求められていない。従つて茲に向つて理論的に多くの研究が費されつつある現状である」

がある。更に論文では、

・文献 017. 科学 第 12 巻 第 5 号 (1942)

P174 ~ 180

「金属固溶体に於ける規則格子生成の実験的研究」

で、やはり permalloy について述べているので、参考文献の項目で Bragg-Williams 論文を取り上げてはいないものの、Bragg-Williams 理論の内容には触れている。

更に、文献 105. 「最新金属体系 1 磁性体論」(1943) においては、強磁性体論を展開する時に、かなり密に Weiss 理論と Bragg-Williams 理論の関係が書かれているので、以後はこの著作にしたがって、茅の強磁性体論の展開を追っていく。

・文献 105. 「最新金属体系 1 磁性体論」(1943)

P379 ~

「第十四章 ワイスの強磁性体論」より

ここでは「磁区」の存在を指摘した後、協力現象 (co-operative phenomena) という言葉を的確に使って Weiss 理論の説明をしている。まず Heisenberg 理論について定性的に

述べる。

「……何故に磁場の作用しない場合に於ても一磁区内の分子磁石が平行となるかは、最近、量子論的に解決されたが、ここでは、単に相隣れる分子磁石間には互に平行となろうとする力が働くものと考えよう。……」

……

高温度にあつては熱的エネルギー kT が大きいから、分子磁石は全く無秩序であるが、温度の降下に伴つて隣接する二つの分子磁石は互に平行となろうとする傾向をとつて来る。この傾向を凝塊生成作用と呼んでおく。」

P380～

「……即ち結晶内のある部分で分子磁石が揃ひ初めると、不揃ひの分子磁石は以前より強い力を受けて整列する。斯様にして加速的に分子磁石は揃つて来るが、かかる現象を一般に協力現象 (co-operative phenomena) と呼んでいる。この好例としては、金属固溶体内の規則格子の生成を掲げることが出来る。

斯様に結晶内に偶然に磁化された部分が起ると、協力現象に依てその磁化は益々強められる。ワイスはこの分子磁石を平行ならしめんとする力を分子磁場 H_m と名付け、磁気の強さ I に比例するものとした。……」

(以下Weiss理論の説明)

P381～：自発磁気の発生について

「……ワイスはこれを自発磁気 (spontaneous magnetization) と名附けた。自発磁気の発生する原因は分子磁場にあり、且つ分子磁場は磁化が零であれば存在しないから、外部から磁場を加へない限り自発磁気も起らないやうに考へられるが、前に詳論した通り、外部磁場が零でも凝塊生成作用によつて結晶内の一部に磁化が生じ、これが協力現象によつて自発磁気の発生を促すものと考えられる。」

P382～：Weiss理論に対する数的評価

「ワイスの分子磁場の大きさに就て、その数値を求めてみると、例えばNiに於ては

$$\Theta = 365 + 273, \quad M_0 = 2.32 \times 10^3, \quad A = 59, \quad \rho = 8.9$$

であるから (88) 式により W は 14000 となり、 $H_m = I \times W = 7 \times 10^6$ エルステッドとなる。斯る大きい分子磁場はローレンツに依て導かれた値 $4\pi/3 \times I$ に比して非常に大であるし、又 1 エルステッド以下の外部磁場で自発磁気の方角を変化せしめ得る事実と相反する。

斯る分子磁場の発生が到底考へられぬ点に鑑み、この考へを棄てて協力現象を

取扱ふ普通の方法によつて、自発磁気の発生を説明してみよう。……」

このように、Weiss理論を完全に受け入れた形で、Weiss理論において欠陥であった自発磁気機構の説明を行う。ここで茅が使う方法は、Bragg-Williams 理論を変形したものである。以後、それを詳しく見るために 茅誠司「金属学大系1 磁性体論」を補いながら、Bragg-Williams理論との違いを留保つつ説明しておく。ただし、式番号は茅の著作と同じにした。

考えるのは、 $+x$ 方向 (\uparrow), $-x$ 方向 (\downarrow) の2方向のみを向いた分子磁石である。現代的な対応をいえば、この分子磁石はスピンと考え、2方向だけを考えることはスピン量子数が $1/2$ というわけである。

全体積中に N 個の分子磁石があり、そのうち r 個が $+x$ 方向、 l 個数が $-x$ 方向であるとする。この時、 $+x$ 方向に全分子磁石が向いた時を飽和磁気値 I_0 とする。したがって $+x$ 方向の磁気の強さ I と I_0 は次のようである。

$$I = \mu_0 (r - l) = \mu_0 (r - N + r) = \mu_0 (2r - N) \quad (86)$$

$$I_0 = N \mu_0$$

ここで μ_0 は分子磁石1個の磁気能率である。 r が与えられた場合に、分子磁石が結晶格子へ配列する方法の数を $G(r)$ とすると、

$$G(r) = {}_N C_r = \frac{N!}{r! (N-r)!} \quad \left(= \frac{N!}{r! l!} \right) \quad (87)$$

ここでエネルギーを考えるのだが、配列の仕方によって、結晶のエネルギーは一定でないことに留意しておこう。エネルギーの基準、すなわち $E_0 = 0$ を、外場 $H = 0$ で、すべての分子磁石が $+x$ 方向を向いている時とする。Heisenberg 理論によれば、強磁性体においては ($\uparrow\uparrow$) のように分子磁石は互いに平行になろうとする力が働いている。そこで ($\uparrow\downarrow$) の組があった時、 $+V$ だけ結晶のエネルギーが上昇するとする。($\uparrow\downarrow$) の組数を g とすると、 $H \neq 0$ の時、結晶のエネルギー E は、

$$E = -H I + g V \quad (88)$$

で与えられる。

ここで $G(r)$ から更に g も与えられたとして、配列 $G(r, g)$ を考える。統計力学にしたがうと、 (r, g) という状態が生じる確率 $W(r, g)$ は、

$$W(r, g) = C G(r, g) \exp(-E/kT) \quad (89)$$

ここで C は比例定数である。実際に起こるのは確率 $W(r, g)$ が最大となる状態である。よって、次の関係式が成立する。

$$\frac{\partial W(r, g)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial W(r, g)}{\partial g} = 0.$$

これで問題は、 $G(r, g)$ を求めることに帰結したことになる。

P383～

「所が $G(r, g)$ は現在、直線格子以外に求められていない。そこで、止むなくこの点に関する仮定を導入する必要が起つて来る。例へば平均のエネルギー値を中心としてガウスの誤差曲線型の配列を仮定するか、又は極めて簡単にただ平均値の所に全部集まっていると仮定するか等である。今後者の仮定を採用してみる。」

と茅は述べ、 g ではなく平均値 \bar{g} を使うことにする。これは Bragg-Williams の論文 I で仮定している “S (秩序度) と T (温度) に対する量 V は、 α (ordered) から β (disordered) へ一つ取り替えがあった時、結晶のポテンシャルエネルギーの増加として定義する。……V は異なった点で局所的秩序度の変動があっても、効果的平均値 (an effective average) とみなす”⁹⁰⁾ ことと同等である。つまり、ここで茅が行っている計算は、まさに Bragg-Williams 理論の強磁性への適応なのである。

この計算と Weiss の分子磁場との関連は後述する。

一つの分子磁石に隣接する分子磁石の数を z 個として、体心立方格子における ($\uparrow \downarrow$) の組数を考える。1つの格子点に着目した時、その格子点が (\uparrow) であり、且つ隣の格子点が (\downarrow) である確率は、

$$\frac{r}{N} \times \frac{N-r}{N} \times z = \frac{r(N-r)}{N^2} z.$$

である。分子磁石の全個数は N だから、

$$\bar{g} = \frac{r(N-r)}{N^2} z \times N = z \frac{r(N-r)}{N}. \quad (90)$$

よって r の状態の起こる確率は、次である。

$$W(r) = C \cdot G \exp \left[\frac{H - \bar{g} V}{kT} \right]$$

$$W(r) = C \frac{N!}{r! (N-r)!} \exp \left[\frac{\mu_0 (2r - N) H - \frac{zr(N-r)}{N} V}{kT} \right] \quad (91)$$

今、 $\frac{\partial W(r)}{\partial r} = 0$ が実現される状態である。

$$\frac{\partial W(r)}{\partial r} = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{\partial (\log W(r))}{\partial r} = 0$$

から $\log W$ をスターリングの公式 $\log n! = n(\log n - 1)$ を用いて書き直せば次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial (\log W)}{\partial r} &= 2 \cdot \left(\frac{\mu_0 H}{kT} + \frac{z(2r-N)V}{2NkT} \right) - \log r + \log(N-r). \\ &= 2a + \log \left(\frac{N-r}{r} \right) = 0\end{aligned}$$

$$\therefore \log \frac{N-r}{r} = -2a.$$

ただし,

$$a = \frac{\mu_0 H + \frac{z}{2N}(2r-N)V}{kT}$$

これを書き改めると,

$$\frac{N-r}{r} = e^{-2a}$$

r を消去するために (86) と I_0 の表式を使うと次のようになる。

$$r = \frac{I_0 + I}{2\mu_0}$$

$$\therefore \frac{N-r}{r} = \frac{I_0 - I}{I_0 + I} = e^{-2a}$$

$$\therefore \frac{I}{I_0} = \tanh a. \quad (92)$$

$$a = \frac{\mu_0 \left(H + \frac{zV}{2N\mu_0^2} I \right)}{kT}. \quad (93)$$

P384~385

「今,

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{zV}{N\mu_0^2} \quad (94)$$

と置き, この兩式とワイスの得た (85), (86) の兩式を比較すると, $\tanh a$ と $\coth a - 1/a$ の関数の異なる点以外は全然同一である。この関数の相違は分子磁石の方向が空間に連続的に配列し得るとした仮定と, ただ $+x$, $-x$ の二方向のみとした仮定との相違によるもので, 本質的の相違ではない。(93)式はワイスの仮定と同様に, 分子磁石に該当するものの存在を示しているが, その本質は分子磁石の磁気能率の相互作用によつて生じたものではない。 g の値として平均値 \bar{g} を採

用したことは、先に論じた凝塊生成作用を無視したことであり、ここに欠陥を認める必要がある。」

(85)式とは以下であり、ここで次の置き換えをすると、(93)式が出てきて同等であることがわかる。

$$(85) \rightarrow \frac{M}{M_0} = \coth a - \frac{1}{a}.$$

$$a = \frac{M_0}{RT} (H + WI) = \frac{M_0}{RT} \left(H + W \frac{PM}{A} \right)$$

置き換え。

$$M_0 \rightarrow I_0, \quad M \rightarrow I, \quad R \rightarrow Nk, \quad W \rightarrow \frac{1}{2} \frac{zV}{N\mu_0^2}$$

ところで、分子磁石の連続的配列と2方向のみの配列の相違は、Heisenberg がすでに指摘していることである。Heisenberg 強磁性論文の P630 に次のような記述がある。

“式(22)は、強磁性に対して知られているWeissの式と本質的に同等である。Weissの式における $\coth x - 1/x$ の代わりに $\tanh x$ が現れるのは、外場の下で1個のスピンモーメントに対して2方向しか可能でないためである。”

さて、Bragg-Williams 理論とWeiss理論の同等性であるが、まず、茅が行った統計的計算とWeiss理論の分子磁場との関連を述べよう。外場 $H=0$ の時のエネルギーを比較する。茅の行った計算では、エネルギーは gV だから(90)を使って、以下のようなになる。ただし、 I と I_0 は M と M_0 に改めた。

$$\begin{aligned} \bar{q} &= \frac{zI(N-I)}{N} \\ &= \frac{1}{4} \frac{NzV}{M_0^2} (M_0^2 - M^2) \quad \cdots \cdots \textcircled{1} \end{aligned}$$

一方、分子磁場の大きさは、 $H_m = WI$ より、(94)を代入して、

$$H_m = \frac{1}{2} \frac{zV}{N\mu_0^2} M$$

となる。このエネルギーを計算すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} E &= \int \frac{1}{2} \frac{zV}{N\mu_0^2} M \, dM \\ &= \frac{1}{4} \frac{NzV}{M_0^2} M^2 + C, \quad C: \text{積分定数} \end{aligned}$$

これは①と同じである。つまり茅の行った計算とWeissの分子磁場の仮定は同等のこと

である。これは言い換えれば、 \bar{g} を仮定したことが、Weissの分子磁場の仮定と同様であった、ということである。

以上のことより、茅誠司はWeiss理論を Bragg-Williams 理論の統計的手法によって受容したといえる。

更に、「§ 3-1-2. Weiss理論への理解」で述べた、Weiss理論の定量的不備も解決出来ている。

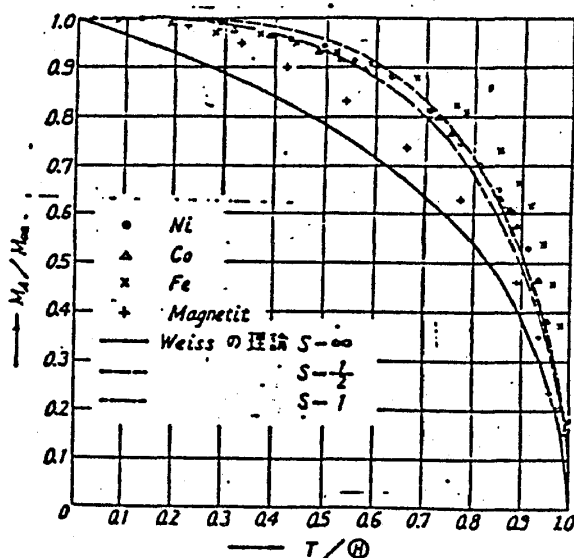
P386～

「第十五章 温度による磁性の変化

第一節 飽和磁気の温度変化」

ここで茅は右図を掲げ、Weiss理論は $s = \infty$ であったため、実験的には一致しなかったことを理解する。

「……ワイスの場合は分子磁石の方向が空間に連続的に配列し得る場合で、丁度スピン量子数 s が ∞ の場合に該当するが、(92), (93) による $s = 1/2$ 更に $s = 1$ の場合も比較のため同図に掲げた。これによつて見るに、Niの場合には(92), (93)から求めた場合即ち $s = 1/2$ の場合が実験とよく一致するが、鉄の場合には相当の偏差が認められる。なほワイスの値はいつれの物質に於いても著しく実験値と異つている。」



第 31 図

自発磁気と温度の関係

尚、現在の感覚では、この表の s は j (角運動量) で表すべきであるが、この著作においては、「第十六章 強磁性体の量子論」で、角運動量磁気効果(gyro-magnetic effect)を述べ、強磁性に関与するのはスピンだけであることが解明されたことを踏まえているのである。この図と § 3-1-2. での図を比較すれば、理論的に引かれた二本の線、 $s = 1/2$ と $s = 1$ 以外は全く同じである。そしてWeiss理論は、 $s = \infty$ の時の正しい理論として実線で書かれるのである。因みに § 3-1-2. (7)式との対応で、このグラフを作る時に使う式は下である。

図21. Weiss理論受容後の「自発磁気と温度の関係」文献105「金属学大系1 磁性体論」P386. より抜粋。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{M}{M_0} = B_s(a) \quad 91) \\ \frac{M}{M_0} = \frac{s+1}{3s} \frac{T}{\theta} a \end{array} \right.$$

$$a = \frac{g\mu_B s H_t}{kT} = \frac{M_0 H_t}{RT}$$

$$\theta = \frac{Ng^2\mu_B^2 s(s+1)}{3k} n \quad \begin{array}{l} n : \text{Curie 点} \\ n : \text{分子場係数} \end{array}$$

この節の最後に、文献105「金属学大系1 磁性体論」で (Bragg-Williams理論) = (Weiss理論) を明確に述べている箇所あるので、インタビューとともに、そこを引いておこう。

P389 ~

「第三節 比熱」

……ワイスの理論は規則格子の場合に、長範囲規則度のみを取扱ふブラック・ウィリアムス (Bragg-Williams) の理論と正に同様で、実際の結果と一致しない」

- 3 X : 仙台にいらっしゃったとき、ドイツへお行きになる前に、ワイス理論をどのようにお考えになっていらっしゃったか。
- 4 K : あのね、あの時は Bragg-Williams の理論は、ああいう order-disorder という問題は、あまりまだはっきりしていない頃で、ああいう理論も出ていなかったんで、ですけどね、つまり Weiss 理論が Bragg-Williams の approximation と全く同じものだというのはあとのことなんです。
- ……
- 46 K : それで、order-disorder の問題があれば Ni-Mn の場合と同じですからね、こいつをやってみようということで、その研究をやって、それで Bragg-Williams とか、そういう問題を非常によく勉強してね。
- 47 K : 丁度その時に Heisenberg が、Heisenberg の論文そのものは何が一番大事かということ、結局交換エネルギーというものが spin の方向をそろえるのに役立つという点において、あれは非常に重要であって、あの事自体は鉄が強磁性をもつ原因であると、すぐあれでもって証明されたというのはぼくは早いと思うんですけどね、しかし交換エネルギーというものを、ある条件のもとにおいてはプラスになると。そういう状態では spin の方向をそろえる方がエネルギーが低い状態にある。
- 48 K : 結局、Bragg-Williams で、つまり Weiss の theory で、一番問題になった分子磁場というものの原因は交換エネルギーだという事でおきかえた。
- 49 K : それが Bragg-Williams の理論と同じようなわけですね。

50 K : それで、実は Debye なんかは何ですよ、Weiss の理論が Bragg-Williams であると、molecular magnetic field であるというのをどうしても納得できないから、何かほかのエネルギーはないかというんですね、何か electric なエネルギーじゃないかというんでやってみてもね、electric な energy では Weiss 型のものにならないんですね。だから、それは駄目だという事を証明してるのがあった。

51 K : で、結局あそこで first approximation としては、Weiss の理論というのは、Bragg-Williams と全く同じで、そいで Weiss というのはそれを非常に先取りしていて。

52 K : Weiss は知らなかった、原因はね、知らなかったけれども、spin の方向が parallel にするとか、そういう条件のもとでは、ああいう分子磁場と同じような効果があるということを証明してくれたんでね。

53 K : それで、まあ我々は Weiss の理論を非常に高く評価する、そういうことになったということなんですがね。

(K : 茅, X : 勝木) ⁹²⁾

以上のことより、茅誠司における Weiss 理論の受容は、order-disorder 問題の理論的解明のために提出された、Bragg-Williams 理論によって完全になされたと結論出来る。

§ 4. Weiss 理論受容の構図

§ 4-1. 茅誠司の強磁性理論の展開

理論展開の全体像を眺めようとする、問題を絞って書かれる論文よりも、教育的な著作の方が判りやすい。この節では茅が強磁性理論をどのように展開しているかを見る。

強磁性理論の説明は、どの著作においても Weiss 理論から始まっている。そこで図では出発点を Weiss (1907) として、下記の 5 つの著作について、理論展開の順序を示す。

- | | |
|-------------------|--------------|
| ①「強磁性結晶理論」 | (1936) |
| ②「茅教授講義・宮原ノート」 | (1936 ~1937) |
| ③「磁性体論」 | (1938) |
| ④「最新金属学大系 1 磁性体論」 | (1943) |
| ⑤「金属の物理」 | (1948) |

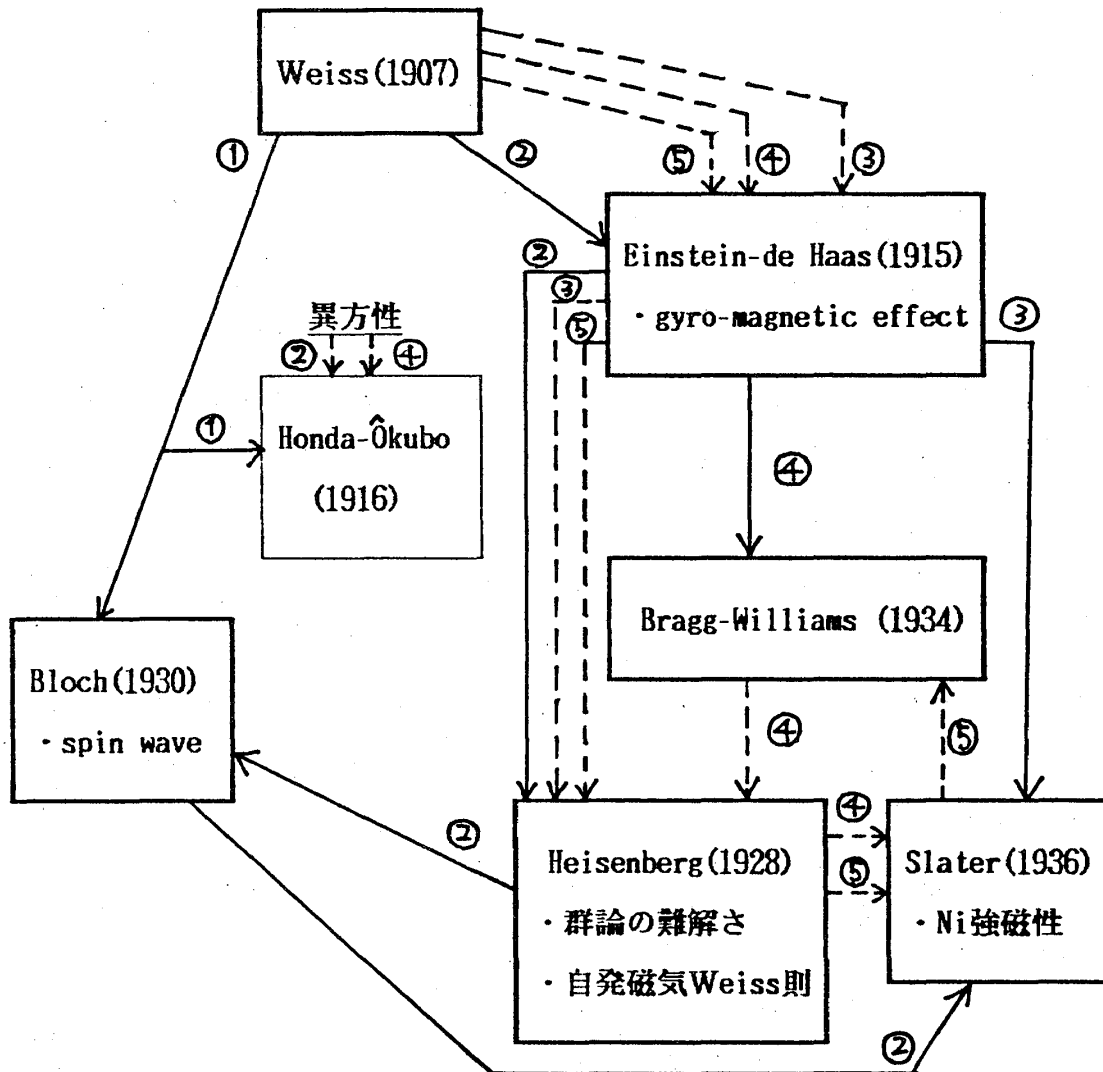


図21. 茅誠司の著作における強磁性理論の展開。

この図で、理論展開において数式を用いた詳しい説明をしている時は実線で、定性的な説明の場合は破線で示した。また、Weiss理論とその裏付けの仕方だけに着目したため、磁歪や磁区構造に関する説明はすべて省略したが、「異方性」から本多-大久保理論に触れる場合があるので、それは記した。

この図を見ると、1936年の①「強磁性結晶体論」だけが異質である。この著書は本多-大久保理論の影響が強く残っており、実際、本多-大久保理論に対して、2次元の理論であるという見方もしているので、かなり懐疑的になってはいるのだが、Weiss理論を受容するには到っていない。②「講義ノート」になると、本多-大久保理論を除いたすべての理論に対して、細かい説明がなされている。つまりこの頃になると、Heisenberg理論もSlater理論も完全に把握していた。しかし、同時期に書かれた③「磁性体論」では難解なHeisenberg理論は避け、Slater理論だけの説明をしている。そして④「金属学大系1

磁性体論』になって初めて、Bragg-Williams 理論へ到達し、Weissの分子磁場に対する明快な説明を展開することになる。また⑤は一般向けの書物であるため、すべて定性的な話であるが、にもかかわらず Bragg-Williams 理論まで到達している。

これらのことから、Weiss理論受容の年を比定しようとすれば、パーマロイ問題を解明した論文 文献012 “Die Überstrukturbildung in den Nickel-Eisen Legierungen und das Permalloyproblem.” (1938)との兼ね合いから、1937年～1938年頃にWeiss理論の受容がなされたと考えることができる。1937年以前では、本多-大久保理論の影響が残っており、また1938年までには Heisenberg, Slater, Bragg-Williams の各理論を完全に把握していたからである。

§ 4-2. Weiss理論受容の構造図式

これまで明らかにしてきたWeiss理論の受容の仕方を見ると、二つの傾向があることがわかる。Heisenberg, Slaterによる「固体物理的」な理解の仕方と、Bragg-Williams やBitterによる「統計力学的」な理解の仕方である。勿論これらは相補的なものであり、量子力学の確立があったからこそ、どちらも進歩したものであるが、今、二つの傾向を分け、更に本多-大久保理論、Weiss理論を一つの図の中に置いた時、全体としてどのような構図が見えてくるか、この節で考えてみる。

図22でWeiss理論の受容の構造を俯瞰することが出来る。

本多-大久保理論とWeiss理論は、前者は履歴現象を重視し、後者は Ritz の原子構造論との対応を念頭においての分子磁場という大胆な仮定をおく⁹³⁾、というように対照的な立脚点を持っていた。そしてWeiss理論を支えるのは「実験とよく合う」という認識であり、また本多光太郎がWeiss理論を否定するのは、Weiss理論が履歴現象を説明出来なだけでなく、自らが持つ実験データの中にWeiss理論に合わないものがあるということであった。また Websterのように、その時々で説明することが可能なものを、実験の理論的説明に使用することもある。つまり、実験データだけでは、どちらの理論が正しいかは決定出来ないのである。(理論負荷性)

1925～1926年に量子力学が確立されると事態は一変する。まず、Heisenberg, Blochの量子力学的な強磁性理論が出る。特に Heisenberg 論文が出たことによって、Weiss理論の弱点であった自発磁気の発生機構が解明されたかに思われる。しかし群論を用いたこの難解な論文を、多くの人が直接Weiss理論に結びつけるようになるまでには、Diracによる Heisenberg Hamiltonian の導出、Stonerによる「個々の系としての原子よりなる集団

として全系を捉える立場」への移行が必要であった。しかし、同じ量子力学を用いても広根-彦坂のように、本多-大久保理論を擁護するものも現れる。

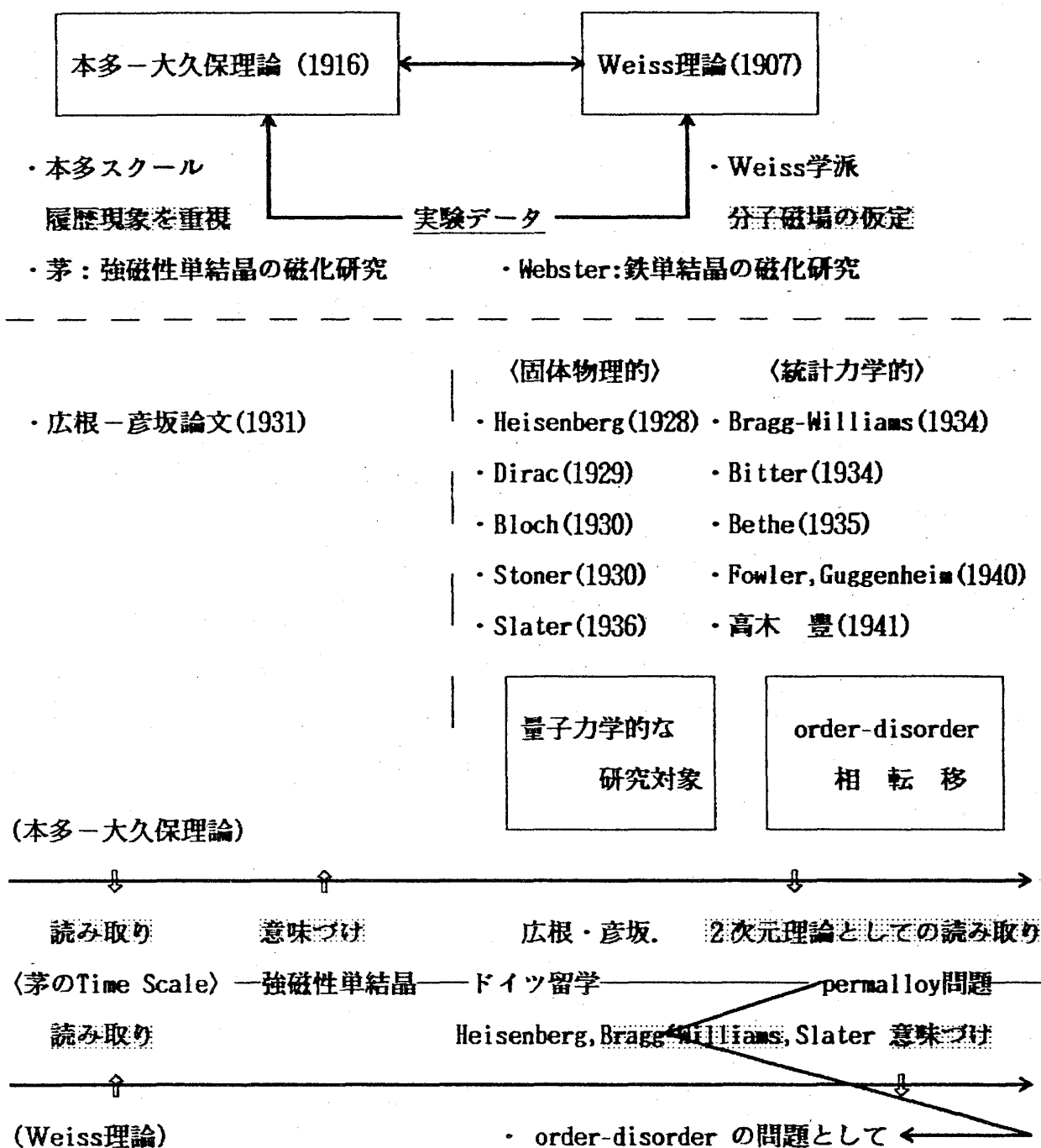


図22. 本多-大久保理論とWeiss理論の構図。

一方、多元合金の構造を解明するための理論や実験が発達してくる。そしてこれが同時に強磁性の本性をも説明出来ることが判ってくる。つまり、Langevin が扱った常磁性における統計的取り扱いが、量子力学を得たことによって新たな発展段階に入る。

このような状況下に茅誠司の研究遍歴を重ねてみると、すでに研究生活が始まった時点で、本多-大久保理論、Weiss理論とも正確に「読み取」っていた茅は、強磁性単結晶の磁化研究実験では、本多-大久保理論に対して「意味づけ」、即ち実験によって理論の整合性を証明する。その後ドイツ留学で、量子力学の洗礼と order-disorder 問題の解明に取り組む発端の研究をしたことによって、帰国後パーマロイ問題へと進んでいく。この頃日本では広根・彦坂で本多-大久保理論を擁護する形で Heisenberg 理論を読んでいた。一方、茅はパーマロイ問題を研究する過程で Heisenberg, Bragg-Williams, Slater の各理論に触れ、Weiss理論の受容へと向かう。この時、本多-大久保理論に対しては、2次元の理論であるという「新しい読み取り」を行う。そして現象論であったWeiss理論に対して Bragg-Williams の2元合金の理論を通して「意味づけ」を行い、ここで茅誠司におけるWeiss理論の受容が完成される。

§ 5. 結語

Weiss理論は実験とよく合うのだが、巨大分子磁場や定量的に不完全な点が多いと考えていた茅誠司には、強磁性単結晶の磁化過程を説明するには、本多-大久保理論が適していると思えた。しかしドイツで Heisenberg 理論の評判を知り、exchange energy によって分子磁場の量子論的説明が可能であることがわかった。その後 Slater によってNiの強磁性が示され、このSlater理論は茅をWeiss理論受容へと更に進めた。しかし、exchange energy は分子磁場の可能性だけであり、かつSlater理論がCurie点の数値を説明出来ないなど、どちらも長所だけでなく欠点も持っていたため、量子力学的な見方だけではWeiss理論を完全に受容するには到らなかった。

ここで茅のものの見方を考えると、§ 2-2で触れたように、常に全体を考えながら、あらゆる階層からもの捉えようとする態度が茅にはあった。それは、研究者としての生活の中では「相転移」に着目していたことに当たるであろう。東北帝国大学金属材料研究所時代から、茅の興味は物質の全温度領域に渡っていた。このような全体性を重んじる見方は、磁性体に対して、強磁性単結晶の磁性研究やバルクハウゼン効果で認識することの出来た磁区の研究だけに留まらず、茅を order-disorder 問題へと導くことになる。そしてその研究途上で接触することになる Bragg-Williams 理論が、Weiss理論受容に決定的な役割を果たした。

Bragg-Williams理論は二元合金の理論である。ここでのA、Bの金属原子を分子磁石の(\uparrow), (\downarrow)に置き換えることによって、強磁性への適応も可能となる。しかも Bragg

-Williams 理論がおいている仮定, AA, BB など同じ原子が並んだ時に増加するポテンシャルエネルギーを合金全体に渡って平均化すること, これが Weiss 理論の持っている分子磁場の仮定と同等であることから, Weiss 理論の受容に至るのである。

更に茅誠司の Bragg-Williams 理論への接近についていえば, order-disorder 問題へと向かっていった茅にとって, それはごく自然なものであった。当時大きな問題となっていた permalloy に取り組むためには, これは打って付けの論文であった。そして, 恐らくは Bragg-Williams 論文を知った結果, ここで X 線解析によらない order-disorder 解明方法である Sykes の比熱測定法を知ることが出来, すぐパーマロイ問題にそれを応用することが出来たのであろう。この成果が permalloy の性質を解明したとして, 世界的に認められる大きな研究業績になったのである。

このように茅誠司における Weiss 理論の受容を見てきたわけだが, この研究の過程で残された問題や生まれてきた問題が数多くある。

茅誠司に関して言えば, 磁区構造の研究に対して更なる議論が必要である。磁区構造解明の歴史については, 伴野雄三 「科学シリーズ物性-3 磁性」(1976)三省堂 「第6章 磁性の重要な実験の物語 6-1. 強磁性体の磁区模様の観察」(P291~313)などに述べられたものがあるが, 更に細かい研究が必要であらう。また, パーマロイ問題に関しての歴史的な研究も必要である。これには茅スクール出身者である日本の研究者が多く登場するので, 日本の物性物理学史研究に大きな意味を果たすものと思われる。

また, 科学論的な観点から言えば, Weiss 理論と Heisenberg などの強磁性理論のように, 現象論的な理論が発見されてから, 後に原子論的説明がなされることがよくある(鈴木増雄の言葉だと「軟派理論」と「硬派理論」⁹⁴⁾)。例えば, 超伝導の London 方程式と BCS 理論の関係, 磁性なら反対称交換相互作用の Dzyaloshinsky と守谷亨の関係などが上げられるだろう。この関係づけを明らかにすることも興味ある問題である。

このように, 物理学史, 更に広くいえば科学史の中には多くの魅力的な問題があるように思われる。

§ 6. 謝辞

この論文で取り上げたような問題が存在することを指摘して, 資料の一部も貸し出して頂いたこと, 及び研究全般に渡っての指導をしていただいた勝木渥先生に, またこの問題に関しての議論をして下さった信州大学理学部物理学教室物性研究室の犀川和彦先生, 寺尾冽先生に, 深く感謝いたします。

また、この研究に関連した W.H.Bragg の論文をお送り頂いた早稲田大学の近桂一郎先生、資料探しの時に御世話になった信州大学中央図書館の職員の方々にも深く感謝いたします。

◇註ならびに文献

- 1) P.Weiss, "L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique." Journal de Physique(4) 6. (1907), 661~690.
邦訳 小川和成, 「分子場の仮説と強磁性的性質」 「磁性 物理学古典叢書12.」 (1970) 物理学史研究刊行会編 東海大学出版会. P145~173.
- 2) 本多光太郎, 「磁気と物質」 (1917) 裳華房, P243. より抜粋.
- 3) KÔTARÔ HONDA AND JUNZÔ ÔKUBO, "Ferromagnetic Substances and Crystals in the Light of Ewing's Theory of Molecular Magnetism." Sic.Rep.Tohoku Imp.Univ. 5. (1916), 153~214.
- 4) W. Heisenberg, "Zur Theorie des Ferromagnetismus." Zeit.Phys.49. (1928), 619~636.
- 5) 勝木 渥, 「本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程V」 「物性研究」 36. (1981), 355~421. 中 P386 より抜粋。この論文で勝木は Heisenberg 論文を取り巻く当時のヨーロッパにおける状況を一瞥している。
- 6) 前出. 文献5. P376より抜粋.
- 7) 前出. 文献5. P378より抜粋.
- 8) EDMUND C.STONER, "The Magnetic and Magneto-thermal Properties of Ferromagnetics." Phil.Mag. 10. (1930), 27~48.
- 9) 前出. 文献5. P376より抜粋.
- 10) P.A.M.DIRAC, "Quantum Mechanics of Many-Electron Systems." Proc.Roy.Soc.A 123. (1929), 714 ~733.
Dirac はこの論文で今日我々がよく眼にする Heisenberg Hamiltonian の形を導出している。
- 11) 文献304. 宮原将平「回顧と展望」中 P357 より抜粋.
- 12) 文献304. 宮原将平「回顧と展望」中 P357 より抜粋.
- 13) 勝木 渥, 「本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程VI」 「物性研究」 38. (1982), 178~224. 結論は P190 にある。その一部を抜粋すれば次のようである。

「……かれらの得た結論は、Weiss理論の量子力学的な裏付けではなくて、むしろ本多-大久保の Elementarkomplex の量子力学的な裏付けであった。かれらの“自発磁化”に対する理解はWeissのそれとは根本的にちがっている。Weissにあっては $H \rightarrow 0$ の極限においてなおかつ単一磁区内においての有限の磁化が存在し、それが自発磁化であったのだが、広根-彦坂にあっては単一の Elementarkomplex において $H \rightarrow 0$ の極限で磁化は0であり、 H の大きな領域での $\sigma-H$ 曲線を $H=0$ に外挿したときの σ 軸の切片がWeissの“自発磁化”に対応するものとみなされた。」

- 14) 文献304. 宮原将平「回顧と展望」中 P355 より抜粋。
- 15) 前出. 文献13. P212に結論として述べてある。
- 16) この月給の金額は文献207 「50年昔の実験手帖から」(1982) 中の P2 の茅の記述によるものである。一方、文献302 「巨木、茅さん」の P29では「金八円也(誤植ではない)の月給をもらう身となった。」と書かれている。これは「追想 村上武次郎先生」(昭和55年) 追想村上武次郎先生出版委員会 中の村上の「履歴書」には、「大正五年四月一日理科大学臨時理化学研究所研究補助ヲ囑託ス為手当年額八百四十円を給ス。第二部勤務(東北帝国大学)」とあることから推測すれば、村上が34歳、茅が25歳であったことを考えても、月給8円ということはないと思われる。
- 17) 文献207. 「50年昔の実験手帖から」(1982) P2より抜粋。この上記の本、及びその項目については確認していないため、茅の書いたことをそのまま鵜のみにした。
- 18) 永宮健夫「磁性の理論」(1987) 吉岡書店 P 5~9 にかけて引用されている。
- 19) 「物理学辞典」(1986) 培風館 の「磁気異方性」の項目(P800~801)には、「結晶の磁気異方性は本多光太郎と茅誠司(1926年)によって初めて測定された。」とあるが、正にこのことである。
- 20) 文献201. 日本金属学会報 学会賞受賞講演(1965) 中 P415 より抜粋。
- 21) 文献202. 私的記録「本多光太郎研究会記録 補遺2」(1973.12.10) 河宮信郎による茅へのインタビュー 中 P7. 発言74. (ページと番号は覚えのために付けられている)
- 22) 本多-大久保論文の中で直接的にこのことが指摘されているわけではない。
- 23) 文献207. 「50年昔の実験手帖から」(1982) P2~3 より抜粋。
- 24) 文献204. 「茅先生を囲んで」(1977) P815. 左段より抜粋。
- 25) 文献206. 日本物理学会誌の巻頭言である「留学時代の想出」(1959) より抜粋。
- 26) 文献207. 「50年昔の実験手帖から」(1982) P3より抜粋。
- 27) C.H. Johansson and J.O. Linde, "Röntgenographische Bestimmung der Atomanordnung

in den Mischkristallreihen Au-Cu und Pd-Cu" Ann.d.Physik 78, (1925) 439. この論文は確認していない。上記の筆者とタイトルは FOSTER C.NIX AND WILLIAM SHOCKLY, "Order-Disorder Transformations in Alloys" Rev.Mod.Phys.10, (1938)1~71. 中の P68 ~71. 中の BIBLIOGRAPHY からの孫引きである。

- 28) 文献102. 「強磁性結晶体論」(1936) P11から抜粋。永宮健夫が前出「磁性の理論」の P4 中で、あたかも、金属材料研究所時代に、この大きさの結晶を作ったように記述しているのは誤りである。永宮は「強磁性結晶体論」に書かれたことをそのまま使って、誤解したものと思われる。
- 29) 文献207. 「50年昔の実験手帖から」(1982) P2より抜粋。
- 30) 文献304 「回顧と展望」P355~356, 「磁気の歴史」文献309. に触れられている。
- 31) 勝木(「私信」)によれば, 「有山手帳」の 1940.10.17.の項に「9.30より京大物にて学研第二分科会/Superlattice, Magnetostriction」との記述があるが, これは「物理学講演集(2)」(1942年 3月発行)の「金属物理学」の章に掲載された茅誠司「規則格子生成に関する実験的研究」および高木秀夫「強磁性の磁歪現象」に対応するものであろう, とのことである。
- 32) 文献207. 「50年昔の実験手帖から」(1982) P3より抜粋。
- 33) R.Becker und W.Döring著 Ferromagnetismus. (P412) から推測すれば, この論文は以下の2つであろう。O.DAHL, "Zur Frage unterkühlbarer Zustandsänderungen in Eisen-Nickellegierungen (Die hohe Permeabilität von luftgekühltem Permalloy)"; O.Dahl, "Kaltverformung und Erholung bei Legierungen mit geordneter Atomverteilung": Zeit. Metallkunde 24, (1932) 107. ; 28, (1936) 133.
- 茅自身は文献 012と 017で, 後者の論文を上げている。
- 34) 文献203. 「北海道大学創基百周年記念学内行事 理学部講演集」(1976) P10 ~11.
- 35) 北海道帝国大学時代の話を中心にしている項目を上げると次のようなものである。
- 文献107 「雪椿」では「雪へのあこがれ」P232~234.
- 文献108 「続 雪椿」では「春に消えた“冬の華”」P201~226. (中谷宇吉郎追悼隨筆), 「北海道のばれいしょ」P230~234, 「スキーとかんづめ」P238~241.
- 36) 邦訳: W.ハイゼンベルグ「現代物理学の自然像」(1965)みすず書房 訳 尾崎辰之助
- 37) 文献312. 「茅誠司」 「中央公論」昭和33年 1月号 P212 より抜粋。
- 38) 「茅声明」は朝日新聞 昭和35年 6月17日 夕刊1面で, 松井文相の茅声明に対する「教育者の義務を放棄するもので理解に苦しむ」という非難の記事中で次のように要

約されている。

「 学生も悪いけれど根本は政治が悪い 六・十五事件 茅東大学長声明

死者まで出したあの乱闘事件は学生側の行動にも責任はある。しかし警官に多分の行きすぎがあったことは明らかで、この点については学生をあずかるものとして強く抗議する。しかしいずれにせよ、事態をここまで追い込んだのは、議会主義のルールをふみにじった新安保の強行採決、それに続いた国会の機能回復に対する適切な方法が取られなかったことだ。もし解散などの方法で国会が正常となっていれば、学生も平穏な意思表示の機会が与えられ、このような挙には出なかつただろう。このような事態のもとでは大学が学生教育の任務を果たすことはとうてい不可能だ。説得などの教育的方法で学生に静穏な行動を求めても効果があるとは考えられない。一刻も早く憲法の根本理念に従い、民主主義の責任政治を回復しなければならない。」

39) 文献108. 「続 雪椿」 P95～104. 対談のタイトルは「都市化社会の非行少年」

40) このような茅の考え方を示すものとしては、文献107. 「雪椿」 P212～222.

「人間をつくる教育—小泉信三氏との対談 —」中 P215 で「……フレームワークを越えてはならないとされているものを踏み破っても、民主主義を守るんだという考えなら、かつての五・十五事件と同じじゃないかと思う。法治国家としてふさわしくない。たとえ悪法であっても、それを破ってはいけない、というんですが……」と述べることなどから、判断出来よう。

41) 1988 年11月 9日に茅誠司が死去した時、「毎日新聞」は科学部長清水洋一の署名入りの記事を出した（松本では11月10日の朝刊社会面）。清水は茅誠司の顔を「卓抜した物理学者」「行動的な科学行政官」「良識のある文化人」の三つに分けてその生涯を展望している。そして「茅さんはいろいろな面で昭和の時代が必要とした、たぐいまれな常識人であった。」と結ぶ。この記事は総合的・多面的見方をしていることで「小さな親切運動」あるいは「60年安保時の東大学長」ということを強調する他の新聞社の記述とは趣を異にする。

42) 朝日新聞 昭和38年12月 1日 朝刊 14面 「持論—人間見失わぬ経済学 東大学長に選出の大河内氏」の記事中より、当時の学長茅誠司を対する評の一言より抜粋。

43) 文献312. 「茅誠司」 「中央公論」昭和33年 1月号 P209 より抜粋。

44) 文献107. 「雪椿」 P212～222. 「人間をつくる教育—小泉信三氏との対談 —」 P214 より抜粋。

45) 例えば文献107. 「雪椿」 P156～188. 「科学技術と人間」昭和35年 5月 日立市に

おける岩波文化講演や文献108.「続 雪椿」P114~159.「科学技術とその問題点」昭和36年11月22日 自治大学校記念祭における講演などで取り上げている。

- 46) 前出. W. ハイゼンベルグ「現代物理学の自然像」みすず書房(1965) P15より抜粋。
- 47) 例えば朝日新聞 昭和36年 3月28日 夕刊 7面より 東大卒業式ではなむけの言葉としてこうしたことを言っている。
- 48) 文献107. 「雪椿」「科学技術と人間」P177~178.より抜粋。
- 49) エントロピー論などはその一端であろう。ニューサイエンスの中にも、要素還元主義を超えることを目指しているものがある。
- 50) 文献310.河宮信郎「本多光太郎の磁気理論」 P40~41. で本多-大久保論文を簡単に説明した後、「これがその後長く「本多-大久保理論」として、本多スクールの強磁性理論の骨子とされ、あの有名なFe, Ni, Coの単結晶の磁化測定も、この本多-大久保理論の正しさを立証したものとして発表される。」と結論している。
- 51) このように東北帝大理科報告に載ったグラフが、そのまま後年引用されているわけではない。例えば 前出永宮健夫「磁性の理論」(1987)で茅誠司のデータとして掲載されているのは、茅の著作「科学文献抄4 強磁性結晶体論」(文献102)からの抜粋である。
- 52) 本多-大久保論文では、後半2式の分母が \sin になっている。これは原論文の誤植か間違いである。本多-茅論文では、この部分は修正されている。
- 53) 最後の分母 \cos は、本多-大久保論文でも、茅のこの論文でも \sin と記されている。これは計算間違いである。前註との関連から推測すれば、本多との連名論文は、やはり本多の目がかなり細かく入っていたのだろう。つまり茅が一人で、“§5. 今までの結果の理論的考察。”の項を書く時に、本多-大久保論文を全面的に信頼し、それを脇において写すように書いたのでは、などという想像も出来る。
- 54) 「金属の研究」の「創刊に際して」、第一巻に掲げられた本多光太郎の言葉より一部を抜粋。書かれた日付は「大正十三年 正月元旦 金属材料研究所所長 理学博士 本多光太郎」。
- 55) KÔTARÔ HONDA, "On the nature of the A_2 transformation in iron."

Sic. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 4. (1915), 169~214.

が代表的論文。これに関する研究として、文献311.河宮信郎、「本多光太郎の磁気・金属学研究について(1)」及び、河宮信郎、「日本における金属工学の成立と展開——本多光太郎を中心として——」「科学史研究」15. (1976), 80.

勝木 渥, 「本多の磁気理論と, わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅰ。」

『物性研究』31. (1978) ,1~22.

, 「本多の磁気理論と, わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅱ。」

『物性研究』31. (1979) ,245~268.

などがある。

56) 文献202. 私的記録「本多光太郎研究会記録 補遺2」(1973.12.10)河宮信郎による茅誠司へのインタビュー。

57) 文献205. 私的記録「物性物理学史聞き書きノート」(1978. 7.26)勝木渥による茅誠司へのインタビュー。

58) 文献205. 私的記録「物性物理学史聞き書きノート」(1978. 7.26)勝木渥による茅誠司へのインタビュー。

59) J.C.SLATER, "The Ferromagnetism of Nickel" Phys.Rev.49, (1936) 537.

60) 文献204. 「茅先生を囲んで」日本物理学会誌(1977). P818左段2行目より抜粋。

及び勝木 渥, 「広根・彦坂は異端の芽か?」『物性研究』29, (1977) 93. 中の, P98 に日本の物理学者たちがどういう経路で Heisenberg 理論の存在を知るようになったか, その流れが書かれている。

61) 文献204. 「茅先生を囲んで」日本物理学会誌(1977). P818左段より抜粋。

62) 文献205. 私的記録「物性物理学史聞き書きノート」(1978. 7.28)勝木渥による茅誠司へのインタビュー。

63) Heisenberg 強磁性理論の原論文についての研究には, 次のようなものがある。

勝木 渥, 「本多の磁気理論と, わが国におけるWeiss理論の受容の過程 V」

『物性研究』36, (1981) 355.

加藤吉基, 「Heisenberg の強磁性理論」『物性研究』44, (1985) 739.

64) Appendix 4. 「茅教授磁性体論講義」(1936~1937) 記録者 宮原将平. のノート
をここでは指している。

65) F.Bloch, "Zur Theorie des Ferromagnetismus." Zeit. Phys. 61, (1930) 206.

66) 文献103. 茅誠司「磁性体論」(1938) P65より抜粋。

67) 文献105. 茅誠司「金属学大系1 磁性体論」(1943) P398 より抜粋。勿論, 文献103.
茅誠司「磁性体論」(1938)にも同様のことが述べられている。

68) 茅がこの頃注目していた論文をいくつか上げておこう。

N.Akulov, "Über die Magnetostriktion der Eiseneinkristalle."

Zeit. Phys. 52, (1928) 389.

N. Akulov, "Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven
der Eisenkristalle." Zeit. Phys. 69, (1931) 78.

W. Heisenberg, "Zur Theorie der Magnetostraktion und der Magnetisierungskurve."
Zeit. Phys. 69, (1931) 287.

69) 文献103. 茅誠司「強磁性結晶体論」(1936) P15より抜粋。

70) 文献103. 茅誠司「強磁性結晶体論」(1936) P18より抜粋。

71) 文献103. 茅誠司「強磁性結晶体論」(1936) P47より抜粋。

72) 前出. 文献65. Blochの spin wave. の論文のこと。

73) Appendix 4. 「茅教授磁性体論講義」P195より抜粋。次の頁に掲げたのが、そのノートのコピーである。引用したのは四角で囲んだ所である。

74) 文献105. 茅誠司「最新金属学大系1 磁性体論」(1943) P402より抜粋。

75) 文献205. 私的記録「物性物理学史聞き書きノート」(1978. 7.26)勝木渥による茅誠司へのインタビュー。

76) W.L. BRAGG u. E.J. WILLIAMS, "The Effect of Thermal Agitation on Atomic Arrangement in Alloys." I, II, III. Proc. Roy. Soc., 145, (1934) 699.: 151, (1935) 540 . : 152, (1935) 231. (III. は E.J. WILLIAMS の単名)

77) H.W. BETHE, "Statistical Theory of Superlattices"
Proc. Roy. Soc. 150, (1935) 552.

78) Fowler, Guggenheim : Statistical Thermodynamics, Cambridge, 1939.

R.H. FOWLER AND E.A. GUGGENHEIM, "Statistical thermodynamics of super-lattices"
Proc. Roy. Soc. 174, (1940) 189.

79) Yutaka TAKAGI, "Statistical Theory of Binary Alloys." I, II.
Proc. Phys.-Math. Soc. Japan 23, (1941) 252. and 553.

II の "§ 4: Derivation of the Weiss-Heisenberg formulae." で, Bethe の super lattices の理論と Bragg-Williams 理論の比較をした後, Weiss-Heisenberg 理論を導出する。そして "強磁性現象の解析の方法は, 2 元合金の超格子構造と密に類似していることが明らかになった。更に, Weiss-Heisenberg 理論が Bragg-Williams 理論に対応するなら, 我々のこの理論は Bethe 理論と比較されるものである。そして, Bethe 理論が Bragg-Williams 理論に一致するのと丁度同じ関係で, 我々の理論は Weiss-Heisenberg 理論と一致することがわかるだろう。" と述べている。

19 Anisotropy of ferromagnetic crystals

物質	結晶系	磁化容易軸	磁化難軸	偏角
Pyrochlore	Hexagonal	$[11\bar{2}0]$	$[10\bar{1}0]$	$[0001]$ plane
Magnetite	face centered cubic	$[111]$	$[100]$	
pure iron	body c.c.	$[100]$	$[111]$	
Nickel	face c.c.	$[111]$	$[100]$	
Cobalt	hexagonal	$[0001]$	$[0001]$ 面	-250° まで
"	"	$[0001]$ 面	$[0001]$	$250^\circ - 70^\circ$

Cubic ... anisotropy \rightarrow ± 0.7 \rightarrow ± 1.1 \rightarrow ± 1.4

2nd order anisotropy \rightarrow ± 2

2nd order anisotropy \rightarrow block \rightarrow 12 \rightarrow 12 \rightarrow 12

2nd order anisotropy \rightarrow 12 \rightarrow 12 \rightarrow 12

Block 1. Spin 1. Wechselwirkung \rightarrow ± 1

Block 2. Spin 1. Wechselwirkung \rightarrow $[100]$ \rightarrow $[111]$ \rightarrow $[111]$

2nd order Spin 1. Wechselwirkung \rightarrow anisotropy \rightarrow ± 1

Magnetic anisotropy \rightarrow $1 \pm \beta \pm \beta$

Honda, Okubo: Sci Rep. Tohoku, 5 155 (1966)

2nd order anisotropy \rightarrow ± 1 , ± 1 \rightarrow ± 1

Elementary magnet \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

1st order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

2nd order dimension \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1 \rightarrow ± 1

G.S. Mohajani: Phil. Trans. Roy. Soc. 228 65 (1929)

pure iron \rightarrow 3rd order \rightarrow 3rd order \rightarrow 3rd order

註73) 「茅教授磁性体論講義」官原ノート.P195 のコピー。四角の中が論文に引用した部分である。

また、原島 鮮 「物性論概説」(昭和42年改訂第8版)裳華房 P198によれば、
準化学平衡の取り扱いと「わが国の高木氏の方法も同じ結果に達する。」。

- 80) F.Bitter, "An Elementary Discussion of Ferromagnetism."

Proc.Roy.Soc. 145, (1934) 629.

"A Generalization of the Theory of Ferromagnetism."

Phys.Rev.54, (1938) 79. この論文では Weiss-Heisenberg theory という言葉を使っている。

Introduction to Ferromagnetism, McGraw Hill, New York, 1937. これは未確認。

- 81) 文献204.「茅誠司先生を囲んで」(1977)日本物理学会誌. P817 右段より抜粋。

Nix and Shockley の論文は, FOSTER C.NIX AND WILLIAM SHOCKLEY, "Order-Disorder Transformations in Alloys" Rev.Mod.Phys.10, (1938) 1. のことである。この論文は 71頁にわたるもので, order-disorder 問題の歴史的変遷を見渡すことが出来る論文である。勿論, 茅-Kusmann の論文 文献006 も BIBLIOGRAPHY に引用されている。

- 82) 伴野雄三は1941年~43年に北海道帝国大学在学。この話は文献205.私的記録「物性物理学史聞き書きノート」のメモ書きにある。勝木が1972年 7月12日に伴野から聞いたものである。

- 83) 「「科学」50巻記念増刊号 論文にみる日本の科学50年」(1980)岩波書店。

P21 より抜粋。

- 84) Ann.Physik. 20, (1934) 57. Bragg-Williams 論文Iからの孫引き。

- 85) Z.phys.Chem.26, (1934) 343. Bragg-Williams 論文Iからの孫引き。

- 86) 前出.77)の論文のこと。

- 87) C.SYKES, "Methods for Investigating Thermal Changes Occurring During Transformations in Solid Solution" Proc.Roy.Soc.148, (1935) 422.

- 88) 前出.77)の論文のこと。

- 89) Ernst Ising, "Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus."

Zeit. Phys. 31, (1925) 253.

- 90) Bragg-Williams 論文I.P703 より抜粋。

- 91) この B_s は, Brillouin function のことである。

$$B_s(a) = \frac{2s+1}{2s} \coth \frac{2s+1}{2s} a - \frac{1}{2s} \coth \frac{1}{2s} a.$$

ところで, M.L.BRILLOUIN, "LES MOMENTS DE ROTATION ET LE MAGNETISME DANS LA

MECANIQUE ONDULATOIRE" J.Phys.radium. 8, (1927) 74. の論文で, P80 に

$$\sigma = \mu_B \frac{\sum_{m=-l}^{+l} m e^{\beta m}}{\sum_{m=-l}^{+l} e^{\beta m}} = \mu_B \frac{\frac{\partial}{\partial \beta} \sum e^{\beta m}}{\sum e^{\beta m}} = \mu_B \left[\frac{l e^{\beta} + (l+1) e^{-(l+1)\beta}}{e^{\beta} - e^{-(l+1)\beta}} - \frac{1}{e^{\beta} - 1} \right]$$

までの計算はしてあるが, 現在の Brillouin function を誰が, いつから使用するようになったかは確認出来なかった。例えば, Van Vleck : The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, (1932) Oxford University Press, Oxford. (邦訳 「物質の電気分極と磁性」 (1958) 丸善) の邦訳 P276 には Brillouin function について「それを Brillouin 関数とよぼう。何故ならそれは新量子力学において Brillouin により使われたから, 但しそれは又それ以前に古い理論で Debye 及びその他により使われたけれどもそうよぼう。」と書かれている。日本でそれが直ちに受け入れられたかは定かではない。ただ, 少なくとも茅誠司の場合は, Brillouin function という名称を使うのは随分遅いようである。それは文献 109. 茅誠司「強磁性」(1965) の P35 に Brillouin function [(35) 式] と Langevin function [(36) 式] を並べて書いた上で, 次のように記していることからわかる。「(36) 式はランジュバン (T. Langevin) によって求められたものであり, (35) 式はその一般化であるから $L_j(\alpha)$ [* (35) 式のこと] をランジュバン関数と呼ぶことにする。」

- 92) 文献 205. 私的記録「物性物理学史聞き書きノート」(1978. 7. 26) 勝木渥による茅誠司へのインタビュー。
- 93) Weiss が分子磁場をどのような経緯で分子磁場という着想に到達したかに関する研究として, 次のようなものがある。勝木 渥, 永井寛之, 斉藤方成「本多の磁気理論と, わが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅵ」『物性研究』41, (1983) 96.
- 94) 鈴木増雄, 『物性研究』35, (1981) 63.

A p p e n d i x 1

☆参考文献リスト

これは、筆者が論文を書くにあたって集めた、茅誠司関連の資料リストである。論文の名前の記述は、それぞれの雑誌に従った。ここでの分類番号は論文中で使われている3けたの文献番号と一致する。

◎分類番号0：論文

000:KÔTARÔ HONDA, SEISI KAYA and YOSIO MASUYAMA, "On the Magnetic Properties of Single Crystals of Iron." NATURE, 117, (1926) 753 .

001:KÔTARÔ HONDA and SEIJI KAYA, "On the Magnetisation of Single Crystals of Iron." Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ.15, (1926) 721.

002:KÔTARÔ HONDA, HAKAR MASUMOTO and SEIJI KAYA, "On the Magnetization of Single Crystals of Iron at High Temperatures."
Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ. 17, (1928) 111.

003:SEIJI KAYA, "On the Magnetisation of Single Crystals of Nickel."
Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ. 17, (1928) 639.

004:SEIJI KAYA, "The Magneto-Resistance Effect in Single Crystals of Nickel."
Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ. 17, (1928) 1027.

005:SEIJI KAYA, "On the Magnetisation of Single Crystals of Cobalt."
Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ.17, (1928) 1157.

006:Seji Kaya und A.Kussmann, "Ferromagnetismus und Phasengestaltung im Zweistoffsystem Nickel-Mangan." Zeit. Phys.72, (1931) 293.

007:S.Kaya, "Über die Remanenz von Eiseninkristallen."
Zeit. Phys. 84, (1933) 705.

008:S.Kaya, "Pulverfiguren des magnetisierten Eiseninkristalls."
Zeit. Phys. 89, (1934) 796.

009:Seiji Kaya, "Pulverfiguren des magnetisierten Eiseninkristalls."
(Zweite Mitteilung) Zeit. Phys.90, (1934) 551.

010:S.Kaya und J.Sekiya, "Pulverfiguren des magnetisierten Nickelkristalls."
Zeit. Phys. 96, (1935) 53.

011:S.KAYA und H.TAKAKI, "Über die Hysteresisschleife und die Magnetostriction

- der Eisenkristalle." Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ. Honda (1936) 314.
- 012:Seiji KAYA, "Die Überstrukturbildung in den Nickel-Eisen Legierungen und das Permalloyproblem." J.Faculty Sci.Hokkaido Imp.Univ. 2, (1938) 29.
- 013:SEIJI KAYA UND SYÔHEI MIYAHARA, "Über die Magnetisierung des Pyrrhotinkristalls" Sci.Repts.Tohoku Imp.Univ. 27, (1939) 450.
- 014:Seiji Kaya und Masakazu Nakayama, "Die Überstrukturbildung in den Eisen-Nickel-Kobalt Legierungen und das Perminvarproblem." Zeit. Phys. 112, (1939) 420.
- 015:S.KAYA und M.NAKAYAMA, "Die Nachbarschaftordnung in den Nickel-Mangan Legierungen" Phys.-Math.Soc.,Japan 22, (1940) 126.
- 016:茅 誠司, 里 洋, 熊坂康治, "規則格子 Ni_3Fe , Ni_3Mn の生成と硬度の変化." 日本金属学会誌 6, (1942) 188.
- 017:茅 誠司, "金属固溶体に於ける規則格子生成の実験的研究." 科学 12, (1942) 174.
- 018:Seiji KAYA, Tadami TAOKA und Takehiko IKI, "Über den Einfluss der äusseren Zugspannung auf die Anfangspermeabilität der Eiseneinkristallen." Proc.Phys.-Math.Soc.,Japan 24, (1942) 864.
- 019:Seiji KAYA, Masakazu NAKAYAMA und Hiroshi SATO, "Die Überstrukturbildung in den Nickel-Eisen-Mangan Legierungen." Proc.Phys.-Math.Soc.,Japan 25, (1943) 179.
- 020:Seiji KAYA und Hiroshi SATO, "Die Überstrukturbildung in den Eisen-Kobalt Legierungen und ihre magnetischen Eigenschaften." Proc.Phys.-Math.Soc.,Japan 25, (1943) 261.
- 021:SEIJI KAYA, "Uniaxial Anisotropy of a Permalloy Crystal." Rev.Mod.Phys. 25, (1953) 49.

◎分類番号1 : 茅誠司の著作.

101. 「金属の研究」 (註) Appendix 3を参照

東北帝国大学金属材料研究所発行

(1924~1937) 全14巻

102. 「科学文献抄 4 強磁性結晶体論」 岩波書店

昭和11年 6月 5日 印刷 (1936)

昭和11年 6月10日 第1刷発行

昭和19年 1月10日 印刷

昭和19年 1月15日 第3刷発行

103.『磁性体論 仁科芳雄編輯 量子物理学第5巻』 共立社刊

昭和13年12月12日 印刷 (1938)

昭和13年12月18日 発行

104.『学術研究会編 物理学講演集(2)』 丸善株式会社

Ⅲ. 金属物理. 1. 規則格子生成に関する実験的研究

昭和17年 3月25日印刷 (1942)

昭和17年 3月31日発行 (2030部)

105.『最新金属学大系 1』 誠文堂新光社 監修者 本多光太郎

・固体金属論 : 武藤俊之助 九州帝大教授

・物性 : 庄司彦六 東北帝国大教授

・磁性体論 : 茅 誠司 北海道帝大教授

昭和18年 2月23日 印刷 (1943)

昭和18年 2月28日 第1刷発行 (6000部)

(註) 折り込み葉に 「『最新金属学大系』発刊に就て: 本多光太郎

執筆所感 : 武藤俊之助

感想 : 庄司彦六

執筆の感想 : 茅 誠司」

とそれぞれ四百字から千二百字程度書いており、この本が出来るまでの経緯が
を示す、重要な資料の一つである。

106.『金属の物理』 河出書房

昭和23年 2月20日 初版印刷 (1948)

昭和23年 2月25日 初版発行

(註) 「……本書は専門家以外の方々に金属材料を理解される下準備となるように
と思つて書かれたものである。

……本書は畏友藤岡由夫氏の慫慂に依つて執筆したものであり……」

107.『雪椿』 雷鳥社 (註) 随筆集

昭和44年 8月20日 初版第1刷発行 (1969)

昭和44年 9月25日 第2刷発行

108. 「続 雪椿」 雷鳥社 (注) 随筆集

昭和44年11月10日 印刷 (1969)

昭和44年11月25日 発行

109. 「強磁性」 岩波全書 158 岩波書店

昭和27年 5月 5日 第1刷発行 (1952)

昭和43年 8月20日 第6刷発行

◎分類番号2 : 講演, インタビューなど.

201. 日本金属学会報 4巻 (1965) NO.6 学会賞受賞記念講演

202. 「私的記録」 本多光太郎研究会記録 補遺2 (1973.12.10)

〈河宮信郎 (名大工) 氏によるインタビュー〉

203. 北海道大学創基百周年記念学内行事 理学部記念講演集

北海道大学理学部記念講演実行委員会 1976. 9.15

204. 「茅 誠司先生を囲んで」 「日本物理学会誌」 第32巻 第10号(1977)

上智大理工 伴野 雄三, 上智大理工 柳瀬 睦男, 日大 理工 安河内 昂

205. 「私的記録」 物性物理学史聞き書きノート. 1978. 7.26

〈勝木 渥 (信州大理) 氏によるインタビュー〉

206. 留学生時代の想出 「日本物理学会誌」 第14巻 第4号(1959)

207. 50年昔の実験手帖から 「応用物理」 第51巻 第1号(1982)

◎分類番号3 : その他.

301. 「私的記録」 本多光太郎研究会記録 (1972.11.20 ~21) 於: 物性研

〈この記録は, 研究会提案者, および参加者のための privateなものとして,
勝木 渥氏により作成されたもの〉

302. 「巨木・茅さん —異色の東大学長—」 半澤 朔一郎著 中央公論事業出版

昭和60年10月20日発行 (1985)

発行 茅先生の御仕事をまとめる会 代表=伏見康治

茅先生米寿祝賀会発起人会 代表=高木秀夫, 鈴木平

303. 茅 誠司氏功績概要 日本物理学会

〈物性物理学史の資料として勝木 渥氏より閲覧させていただく〉

304. 「回顧と展望」 宮原将平 (北海道大学理学部) 「物性」 13 (1972), 354.
305. 「回顧と展望」 への感想 河宮信郎 (名古屋大学工学部) 「物性」 13 (1972), 589.
306. 「本多スクールとWeiss-Heisenberg 理論」 宮原将平 (北海道大学理学部)
「物性」 13 (1972), 591.
307. 「わが国におけるワイス理論受容の過程についての一考察」 勝木渥 (信州大学理学部)
「物理学史研究」 9 No. 2 (1973.8月)
308. 「日本の磁気学の 100年 ——研究者のみたもの——」 宮原将平
「日本応用磁気学会報」 2 (1978) 29.
309. 「磁気の歴史」 宮原将平 (中央大) 応用磁気講習会 (1982. 8.27)
〈物理学史の資料として勝木 渥氏より閲覧させていただく〉
310. 「本多光太郎の磁気理論 ——「本多-大久保理論」の成立まで——」
河宮信郎 (名大工) 「物理学史研究」 7 No.3 (1971. 9)
311. 「本多光太郎の磁気・金属学研究について (I)」 河宮信郎 (名大工)
「物理学史研究」 8 No.4 (1972.12) (1972年度物理学会年会特集)
312. 「茅 誠司」 青地 晨 中央公論 昭和33年 1月号
313. 「茅 誠司氏 ——強磁性体の研究——」 柿内賢信 「科学朝日」 25 (1965) 1月号

西暦	和暦	生 活 ・ 業 績	主 な 研 究 ・ 発 行 物	論文番号	文 献
1898	M31	12月21日 神奈川県愛甲郡中津村（現在愛甲郡愛川町中津）の農家の三男四女の二男として誕生。 父小太郎 母きち。兄真三とは1年9か月違い。 生まれてすぐ、隣部落の農家に1年ほど里子に出される。祖父稻造は村長や郡会議員を務めていた。			この間の主文献 302
1905	M35	4月 小学校入学。			補足文献 (107) ・むかごと はちの子 ・人命救助 (108) ・子どものころ ・より社会を 明るくするには ・対立の解消 ・科学技術と その問題点 ・大屋校長 ・私の十代のころ
1911		小学校卒業後、高等小学校に1年間通う。			
1912	M45 (T1)	4月 神奈川県立第三中学校（現在神奈川県立厚木高等学校）入学。 ・地理や歴史にひかれる。商船学校へ入って船員となり、世界中を経てめぐってみたいものだと思ふ。 ・数学以外は通学途中に予習復習した。 ・卒業までの5年間、級中約100人の中で3番以下には下がらなかった。 ・中2 電灯がつく。 ・中3 飛行機を見る。			
1917	T5	3月 中学校卒業。 4月 蔵前の東京高等工業学校（東京工業大学の前身）の電気科へ無試験で入学。 ①小石川の福音ルーテル教会の寄宿舎へ入る。ボート部へ入部。 ②小石川は通学に不便なため1年くらいして西三筋町の商工青年会の寮に入る。海老名弾正の本郷教会へ通う。父小太郎死去。第1回のスペイン風邪で肺炎。享年50歳。 ③上村邦良牧師の作った早稲田教会へ通い、洗礼を受ける。			

1920	T 9	<p>3月 東京高等工業学校卒業。 7月 東北帝国大学理学部受験。 9月 東北帝国大学理学部物理学教室入学。 ・数学ばかりやっていた。フォーサイスの微分方程式の本。</p> <p>「今から思うと、東北帝大の三年間ほどアカデミックな気分にあたって勉強したことはなかったような気がする」</p> <p>・不二寮での生活</p>	<p>当時の物理学教室の教授</p> <ul style="list-style-type: none"> ・本多光太郎 (1916: 鉄の研究で学士院賞) ・日下部四郎太 (1914: 岩石の力学的研究で学士院賞) ・石原 純 (1919: 相対性原理の研究で恩賜賞) ・愛知敬一 (理論物理学) ・小林 巖 → ・山田光雄 (X線研究の草分け) → 		<p>(108)</p> <ul style="list-style-type: none"> ・より社会を明るくするには ・対立の解消 ・科学技術とその問題点 <p>→(202の最後) →(301)</p> <ul style="list-style-type: none"> ・仙台を語る
1923	T12	3月 東北帝国大学理学部物理学教室卒業。			
1923	T12	<p>東北帝国大学金属材料研究所研究補助。 ・新しい物理の雑誌が出ると夢中で取り組んだ。特にSommerfeldの"Atombau und Spektrallinien, zweite Auflage". (203, 205)</p>	<p>「鉄-炭素系のソリダス、固溶線の形の決定」 「あんなに苦しんだ実験は私の一生中になかった」 (302)</p>		204:2, 302 302
1924	T13	<p>外遊中(イギリス 301:187)の本多より金研の山田光雄に電報。「鉄の単結晶を作り、その磁性を研究せよ」 11月 東北帝国大学助教授。 東北帝国大学金属材料研究所所員。</p>	<p>増山義雄とともに鉄の単結晶の製作と磁歪の異方性を研究することになる。</p>		201, 204, 301, 302
1925	T14	<p>夏 Z項の木村栄の長女伊登子と見合い。 本多帰朝。ニッケル、コバルトの単結晶研究指示。 12月 6日 本多光太郎夫妻の媒酌で伊登子と結婚。</p> <p>この年、肋膜炎で2ヵ月入院。フランス語の勉強。</p>	<p>ニッケルの単結晶の研究に着手。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・「金属の研究」101 研究：鉄-炭素系の固溶線に就て 輯録：電気爐に就て 		303 303 302 201, 204, 302, 303 302 302
1926	T15 =S1	<p>4月 数学物理学会で鉄のクリスタルの発表を学会で初めてする。(204:60)</p>	<p>コバルトの単結晶の研究に着手。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・東北帝大理科報告 15 751 本多, 茅: Fe の単結晶の磁化 	<p>0 0 0</p> <p>← 0 0 1</p>	<p>201, 202, 204, 301, 302, 303 301</p>
		<p>鉄, ニッケル, コバルトの3つの強磁体の研究が完成した時、本多より学位論文として提出するよういわれる。</p>			

1927	S 2	数物学会年会第3日の午後、鉄の単結晶のバルクハウゼン効果について講演する。(205:10の註)	<ul style="list-style-type: none"> ・「金属の研究」101 研究：鉄の単結晶の磁気曲線に就て ：鉄の単結晶の比重に就て ：高温に於ける鉄の単結晶の磁化に就て→ 講義：磁気と其測定法 	→ ↓	
1928	S 3	1月長女晶子誕生。	<ul style="list-style-type: none"> ・「金属の研究」101 研究：ニッケル単結晶の磁気的研究 ：鉄、ニッケル及びアルミニウム単結晶の比重に就て 講義：磁気と其測定法 ・東北帝大理科報告 17 639 Ni 単結晶の磁化→ 17 1027 Ni 単結晶の磁気抵抗効果→ 17 1157 Co 単結晶の磁化→ 	0 0 2 →0 0 3 →0 0 4 →0 0 5	302 金研時代の生活に関する補足文献(108) ・腕に自信を ・科学的とは何か ・本多先生と高周波電気炉
<div> <p>・金研時代、論文等に現れない研究としては、 バルクハウゼン効果 ← 磁区、order-disorder 問題を意識していた(202:96, 204:96, 205). X線による解析方法熟練 ← ドイツ留学の時に役に立つ(204, 205, 302)</p> </div>					
1928	S 3	北海道帝国大学赴任を前提にドイツ留学。 8月 横浜よりマルセイユ経由、10月ベルリン着。 箱根丸で約40日の航海。パンジョンエキセリンという家へ下宿し、2〜3ヵ月 Frau Dr. Ille よりドイツ語の教授を受ける(両者ともかつて本多が世話になった)。 12月 仙台の「河北新報」に学位論文が通過し、理学博士になったことが報じられる。(302)			203, 302
1929	S 4	1月 東北帝国大学より理学博士の学位を授与される。→ 1月から国立物理工学研究所 Physikalische Technische Reichsanstalt の磁気研究室で仕事を始める。 下宿では石川啄木を読み、シュレディンガーの論文を研究した。(302)	<ul style="list-style-type: none"> ・「金属の研究」101 研究：ニッケル単結晶の磁場内に於ける電気抵抗変化に就て コバルト単結晶の磁気的研究 <p>Kußmann, Scharnow とともにNi・Mn合金の研究をする。後にメスキンは合流。このうち主に Kußmannと一緒に研究を進める。</p>		→302, 303 202, 203, 204, 205, 302

1930	S 5	<p>4月 パリ会談：北海道帝国大学理学部設立についての話し合い。(203)</p> <p>中谷宇吉郎とドレスデン、プラハ、ミュンヘン、チューリッヒ、バーデンへ旅行をする。ストラスブルグ大学へWeissを訪問し、Weissの学位論文を贈られる。Göttingenまで行き、そこで中谷と別れベルリンへ帰る。</p> <p>パリへ旅行しド・ブロイを訪ねる。(302)</p> <p>春 北海道帝国大学理学部が開学。中谷宇吉郎より大変だから帰ってこいと手紙をもらい、ベルリンを去る。(203) イギリスにわたって各地の研究所を見学し、7月にはアメリカに移り、ここの大学や研究所を訪ねて8月末浅間丸で帰国。アメリカでは permalloyの発明者 Elmenに会っている。またこの時、残った金で電気蓄音機を購入。(302)</p>	<p>・Ni₃Mnのところニッケルとマンガンが規則正しく並ぶますと、強いフェロマグネティックであって、でたらめ、ディスオーダーな配列をするとノンマグネティックになることを見つけました。キュリー点(磁気変態点)がオーダー・ディスオーダー(order-disorder)変態によって非常に変わるということはこのとき初めて見出されたものです。私は、これがそんなにいい研究だったとは思わなかったのですが、戦後、1955年に初めてソ連に参りました際に、レーニングラード理工学研究所で「お前はKaya-KussmannのKayaか」といわれて、「そうだ」といったらえらい尊敬されたので、ああ、さていい仕事であったのかとわかった次第です。(203)より</p>	204, 205, 302	<p>留学中の生活に関する補足文献(107)</p> <p>・留学生とダンス(108)</p> <p>・ベリオーズ「幻想交響曲」</p>
1930	S 5	<p>9月 北海道帝国大学理学部助教授。茅の北大行きの意義について(301:351~359)</p>	<p>・北大時代の研究(1931~1942)</p> <p>① 鉄の単結晶の研究の完成、高木秀夫とともに。→茅の法則を得る(1931年)→(204:102~108, 205:132, 301:53 も参照)。→『最新金属体系1』S18 発行への伏線。</p>		
1931	S 6	<p>5月 北海道帝国大学理学部教授。物理第一講座担任を命じられる。</p> <p>—— 北大で茅が行った講義——</p> <p>・熱力学、力学原論、輻射論、磁性体論、電磁気学。(302)</p> <p>・Heitler の Quantum Theory of Radiation ” を読んで行う。Mott-Jones も。(204:64)</p> <p>・熱力学、力学、統計力学、磁性体論。それから中谷宇吉郎が病気で休んだ時は電磁気学。熱力学は、Max Plank の Vorlesungen über Thermodynamikを喋る。(203)</p>	<p>② 強磁性合金研究の進展→ order-disorder, permalloy 問題へ繋がっていく。(202, 203, 204:31~41, 205:53 136~148, 301:196 265 275, 302)</p> <p>・Sykes 法による比熱の測定を日本で初めて行い秩序の消滅による比熱のピークを発見。「私が研究生活をしたうちで一番感激したのはその瞬間だったと思います。(203より)</p> <p>・Ni-Mn, Ni-Co, Ni-Fe-Co, Fe-Co の比熱を測定。(205:147, 302)</p> <p>③ 方向性珪素鋼板の研究(S17ころから)</p>	006 (独での 成果)	

1932	S 7	数学物理学会 東京 4月 2日 “純鉄の熱処理による磁性の変化について” 講演(205:75 の註).			
1933	S 8	数学物理学会 仙台 4月 3日 “鉄単結晶の残留磁気” 講演(205:75 の註). 4月 4日 「量子物理学部会」 “鉄の単結晶の残留磁気に就て” 講演 (205:75の註).		0 0 7	
1934	S 9		・「金属電気材料」発行. 鉄, ニッケルの結晶の研磨面に生ずる模様を観察をおこなう. (201,202: 66~73)	0 0 8 0 0 9 0 1 0	303
1935	S10				
1936	S11	11月 第1回磁気研究会: 金属材料研究所	・科学文献抄4 「強磁性結晶体論」102 発行.	0 1 1	303
1938	S13	12月 強磁性結晶体の研究に対し服部公賞受賞.	・「磁性体論」103 仁科芳雄編輯 量子物理学第5巻.	0 1 2	303
1939	S14		・「高温物理学」(物理実験学中の一章)	0 1 3 0 1 4	303
1940	S15	夏 本多光太郎監修の「最新金属学大系」の第1巻「物質の諸性質」中の「磁性体論」執筆. 秋 仙台で本多に原稿を提出.	・「磁気測定」(物理実験学中の一章)	0 1 5	1 0 5
1941	S16	春 本多から「磁性体論」の原稿が返送される. 茅は上京した折, 本多と議論. 本多は納得. 2, 3ヵ月後 再び原稿の一部を返される. 原稿修正, 提出. 本多より, 茅の考えと一致する手紙を受け取る. (1 0 5)			
1942	S17	5月 強磁性単結晶の磁化機構の研究に対して帝国学士院賞受賞. (202:102~108) 7月 東京工業大学教授を兼任する.	・物理学講演集(2) 「規則格子生成に関する実験的研究」104 八幡製鉄(現在の新日本製鉄)の依頼で研究③, 方向性珪素鋼板の研究を開始する.(註: ただし203 ではS15 ころとなっている) ↓ 東大へ移っても研究は続けられる.	0 1 6 0 1 7 0 1 8 0 1 9 0 2 0	202, 302, 303 203, 204:67~87 303 302 北大生活に関する 補足文献 (107) ・人命救助
1943	S18	東京帝国大学理学部物理学教室の清水武雄が, 札幌に来て「本多光太郎先生の系統を伝えるために東京帝大に来てほしい」と交渉. 本多と相談. 本多には理化学研究所の本多研究室の研究員も兼任してほしい意向があったため, 東京へ行くことを決心する.			

		<p>—— 北大での生活、学生との関わりについて ——</p> <p>202, 302: P55~64に詳しい。特に数学者の吉田洋一、中谷宇吉郎と親交を結ぶ。また集中講義で札幌に来た湯川秀樹とも親しくなる。中谷宇吉郎については追悼の随筆として108に「春に消えた“冬の華”」がある。湯川については202:106。有力な門下生として、高木秀夫、宮原将平、里洋、田岡忠美、鈴木平、伴野雄三など。また二女黎子、長男陽一、二男幸二、三男整三をえる。</p>		<p>(108)</p> <ul style="list-style-type: none"> ・科学技術研究と自閉症 ・北海道のばれいしょ ・スキーと缶詰 ・ベリオーズ「幻想交響曲」
1943	S18	<p>12月 東京帝国大学理学部教授。 財団法人理化学研究所研究員。 東大では寺沢寛一の後を受けて、航空力学講座を担任。航空研究所教授兼任。</p>	<p>北大時代からの⑨方向性珪素鋼板の研究を続ける。 ↓</p>	以下主な文献は 302
1945	S20	<p>8月 終戦</p> <p>—— 戦時 —— 陸海軍技術運用委員会の委員補佐</p>	磁気機雷の掃海の研究。	
1945	S20	冬 「日本で行われた磁気研究」の調査班 Sanford, Shockley, Williams, Elmen (permalloyの発明者) が来る。(204:93 ~99)		
1946	S21	<p>3月 結晶学講座の担任。 GHQの経済科学局の科学担当の Kellyと親交。 6月 サイエンス・リエゾン (scientific liaison) 発足。委員長就任。(204:113~118)</p>	<p>—— 東大での主な研究 —— (303による)</p> <ul style="list-style-type: none"> ・北大③の方向性珪素鋼板の研究(~?) ・鉄-ニッケル系を主とする強磁性合金の磁気異方性 ・フェライト磁性体 	303
1947	S22	<p>1月 学術研究体制世話人会 7月 学術体制刷新委員会発足。副委員長就任。</p>		この頃の生活に関する補足文献 (107)
1948	S23	<p>9月 文部省科学教育局長。(~1949. 9 まで) 12月 日本学術会議会員の選挙</p>	・「金属の物理」106 発行。	・私の住居 ・ふろとともに十年
1949	S24	<p>1月20日 日本学術会議発足。第4部長。 9月 東京大学専任教授へ復帰。 10月 東京大学理学部長就任。(~1953.10)</p>	<p>—— 東大での門下生 —— (302による)</p> <p>深田栄一、富塚辰夫、近角聡信、安河内昂、飯田修一、岩間義郎、小口武彦、中川康昭など。</p>	
		以後、主に学術行政に携わることになる。「ほとんど研究らしい研究はできないようになってしまった」(302より)		

		茅 の 業 績 ・ 動 き	周 辺 の 動 き	論文番号	主文献 302 以外
1950	S25	この年の始め頃 ガリオア資金によって日本学術会議使節団員の科学者4人のうちの1人として訪米。			107・アップルパイ ・日進月歩の 科学製品 ・科学技術と人間
1951	S26	仁科芳雄の死去に伴い行われた副会長選挙で当選。日本学術会議第2期の後半は副会長を務める。			
1952	S27	「強磁性」発行。 9月 国際磁気学会へ招待される。アメリカ・メリーランド大学。(原子力発電に関する情報収集) 10月23日 日本学術会議総会。「茅・伏見提案」撤回。 「我妻提案」可決。→原子力特別委員会として審議続行 ↓	4月 サンフランシスコ平和条約。 5月 血のメーデー事件		204:123 ~133 204:47~48, 205:189~ 190, 215 ~216
1953	S28	秋 日本学術会議第2期最後の総会 提案は認められず	国際理論物理学会が日本で開催され、それで、Bozorth, Van Vleck, Schiff, Slaterら来日。	0 2 1	
1954	S29	1月 日本学術会議第3期会長就任。(~1958) 原子力平和利用準備調査会へ日本学術会議より藤岡由夫とともに参加。 ビキニ事件についての放射線影響特別委員会委員長。 ユニセフ委員。ユネスコ第8回総会(南米モンビデオ)に参加。40日あまり滞在。 社団法人日本アイソトープ協会設立。会長就任。	3月 中曾根康弘、稲葉修、斎藤憲三らから「原子力平和利用補助金」予算計上。 3月11日 日本学術会議第三九委員会改め原子力問題委員会緊急委員会開会。 3月16日 3月1日に起こった第5福龍丸事件報道される。 4月21日 日本学術会議第17回総会。 12月 郭沫若を団長とした中国学術視察団来日。		204:132 107・グルタミン酸 ソーダ ・コーヒー談義
1955	S30	南極学術探検開始に尽力。 6月3日より日本学術会議訪ソ訪中学術視察団団長として2ヵ月に渡り中国、ソ連を訪問。 11月4日南極地域観測統合推進本部副本部長。 平和アピール七人委員会へ参加。			107・青年に望む ・子どもたちの望み 303
1956	S31	9月 原子力委員会参与。	国際学術連合会長パークナー博士来日。		303
1957	S32	1月 日本原子力研究所参与。 4月 東京大学物性研究所所長。研究所の設立に努力。 11月 東京大学学長選挙当選。 12月14日 東京大学学長就任。(~1963.12)日本学術会議会長辞任届けを提出。 中央教育審議会委員。(~1963)			107・えり巻き

1958	S33	4月 日本学術会議総会で会長辞任受理される。 仙台市主催教育文化研究会→	12月 全日本学生自治会総連合、所謂全学連に2 つの反共産党組織ができる。「共産主義者同盟」 (ブント) と革新的共産主義者同盟(革共同)		→107・科学技術 教育の改善
1959	S34	6月の末～7月 西ドイツへ招待される。 7月14日 Heisenberg より"Die Naturauffassung der heutigen Physik" という冊子を頂く。 科学技術会議議員。(～1966) 国際科学連合協議会の本部役員。	6月 全学連の主導権をブントが握る。		205:218 ～219
1960	S35	1月 沖縄訪問。 5月 日立市における岩波文化講演→ 6月16日 「茅声明」発表。 農林水産技術会議委員。(～1964)	60年安保。安保反対運動激化。 6月15日 東大文学部樺美智子死亡。		107・前進歌 →107・科学技術と 人間
1961	S36	11月22日 自治大学校記念祭において講演 →	8月 ソ連ミコヤン副首相来日。		→108 ・科学技術とその 問題点
1963	S38	3月28日 東大第89回卒業式での告辞(小さな親切運動 のきっかけ) 6月 小さな親切運動発足。小さな親切運動本部代表。 7月 小さな親切運動本部設立。代表。 8月 茅コンファレンス発足。近角聡信の提案に基づき 同氏と伴野雄三、飯田修一、安河内昂らにより始められ る。第1回テーマは「磁性」野尻湖ホテル 12月 東京大学学長退官。	<div> <p>——その他この時代に就いた役職——(303)</p> <p>・東大学内：航空研究所員、器材調達計画委 員会委員、理工学研究所商議委員会委員、生 産技術研究所商議員、教員適格審査会委員長 大学院実施準備委員会委員、大学院協議会委 員、大学院数物系研究科委員、大学院数物系 研究科物理学課程担当、東京大学評議員、原 子核研究所設立準備委員会委員、物性物理学</p> </div> <div> <p>研究所設立準備委員会副委員長。</p> <p>・学外：日本物理学会委員長、国立教育研究所評議会議員、国立大学研究所協議会委員、国立科学博物 館評議員会評議員、理科教育審議会委員、東北大学センジミマー延機運営委員及びヘリウム液化装置 運営委員、文化功労者選考審議会委員、日本科学技術情報センター設立委員、憲法調査会委員、その他 ・その他：日本ユネスコ国内委員会委員、財団法人日本国際教育協会理事、第8回ユネスコ総会日本政 府代表顧問を歴任、など。</p> </div>		108・大学紛争と 小さな親切
1964	S39	東京大学名誉教授。 文化勲章受賞。			

1966	S41	総理府所属青少年問題審議会会長。(～1978) 社団法人青少年育成国民会議議長。(1979～名誉会長) 沖縄問題懇談会委員。		
1967	S42	日本学術技術振興会会長。(～1978) 文部省学術審議会委員。 沖縄問題等懇談会委員。	<p>(302 S60出版から「現在関係している団体名」)</p> <p>・会長：沖縄開発審議会、厚木高校同窓会、アジア研究協会 沖縄協会、沖縄平和公園建設協会、血友病総合治療普及会、 青少年育成国民会議(名誉会長)、聴力障害者情報文化セン ター、日本アイソトープ協会、日本総合研究所(名誉会長) 日本原子力産業会議(副会長)、日本余暇文化振興会、日本 盆栽協会(副会長)、日本青年奉仕会、日本科学協会、日墺 学術交流後援会、緑の文明学会、良歌保存会、日中協会。 ・顧問：文部省、科学技術庁、北海道開発庁、動力炉・核燃 料開発事業団、雇用促進事業団職業研究所、国立がんセン ター、医療情報システム開発センター、大河内記念会、五倫文 庫、警察育英会、原子力環境整備センター、国際交通安全学 会、国際耳鼻咽喉科学振興会、国立科学振興財団、修養団、 交通遺児育成基金、社会教育協会、スカウエザリング技術振 興財団、生命科学振興会、日本学術振興会、日本原子力研究 所、日本原子力文化振興財団、日本科学技術振興財団、日本 科学映画協会、日本コンピューター・ユーティリティ協会(名 誉顧問)、日本金属学会付属金属博物館、日本青少年研究所 帆船日本丸記念財団、野村学芸財団、米日財団、村上記念会 日本特許情報センター、日中産業技術交流協会、日中社会科 学交流協会、本田財団、松下政経塾、リモートセンシング技 術センター、横浜生命科学振興財団(特別顧問)、本多記念 会。</p> <p>理事長：井上科学振興財団、けやきの郷、国際技術振興協会、生存科学研究所、日本放送文化基金、 日本極地研究振興会 (この他に理事、評議員をあげると66団体をかぞえる) ・変わった役職名：日本科学博物館館友、日本民族博物館元老、理化学研究所相談役、広領域教育研 究会代表世話人、小さな親切運動本部代表、日本の水をきれいにする会相談役、発明協会参与、藤原科 学財団審査員、横浜電算学院学院長、世界平和とアピール七人委員会委員</p>	
1970	S45	大阪万国博覧会テーマ委員。		
1975	S50	勲一等旭日賞受賞。 日中協会設立、代表。		
1976	S51	沖縄協会会長。 社団法人日本青年奉仕協会会長。 社団法人協力隊を育てる会会長。		
1981	S56	社団法人日中協会会長。		
1983	S58	10月 中国から名誉博士号が贈られる。		
1985	S60	緑の文明学会会長。		
1988	S63	11月 9日午前 1時45分、心不全のため東京都新宿区、慶 応病院で死去。89歳だった。		

Appendix 3

文献101:『金属の研究』東北帝国大学金属材料研究所発行(1924~1937)全14巻

卷	年代	項目	題目	著作者	号	頁
第一卷	1924					
二	1925	研究	鉄-炭素系の固相線に就て	茅 誠司	1	45
		輯録	電気爐に就て	茅 誠司	1 2 3	80 228 329
三	1926					
四	1927	研究	鉄の単結晶の磁気曲線に就て	本多光太郎 茅 誠司	1	1
			鉄の単結晶の比重に就て	茅 誠司	2	81
			高温度に於ける 鉄の単結晶の磁化に就て	本多光太郎 増本 量 茅 誠司	11	413
		講義	磁気と其測定法 Ⅰ. 磁性体の分類と其の簡單なる理論 Ⅱ. 磁場と其測定 Ⅲ. 強磁性体の磁気測定法	茅 誠司	4	157 159 163
			Ⅳ. 鉄及び其合金		5	204
					6	266
					7	309
					8	310
			Ⅴ. ニッケル, コバルト 及び其合金の磁性 Ⅵ. ホイスラー合金		9	353
					10	401
					11	451
					12	497 505
五	1928	研究	ニッケル単結晶の磁気的研究	茅 誠司	7	241
			鉄, ニッケル 及びアルミニウム単結晶の比重に就て	茅 誠司	10	385
		講義	磁気と其測定法 (X) (XⅠ) Ⅶ. 常磁性体及び反磁性体と 其の磁気係数の測定 Ⅷ. 強磁性体の磁気と温度の關係 Ⅸ. 二元合金の平衡状態図と 磁気係数の關係	茅 誠司	1	1
			2		51 56	
六	1929	研究	ニッケル単結晶の磁場内に於ける 電気抵抗変化に就て	茅 誠司	1	42
			コバルト単結晶の磁気的研究	茅 誠司	4	155

*以後十四巻(1937年に14巻で廃刊)まで茅 誠司名の研究, 講義は掲載されていない。

Appendix 4.

☆茅教授 「強磁性体論」講義 (1936. 4 ~1937. 3)

記録者 宮原将平

・このノートは日本物性物理学史の資料の一つとして宮原将平氏から日本物理学会へ譲渡され、同会の物理学史資料委員会委員である、勝木渥氏の手元に保管されているものである。譲渡の経緯は、勝木 渥、永井寛之、斉藤方成「本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅵ」「物性研究」41 (1983) 96~191 中の P161 註457 に詳しい。今回、研究の一資料として閲覧させて頂いた。以下、そのノートの目次と文献として使われた論文を上げておく。論文タイトルまでは、ほとんどこのノートには書かれていないが、調べられる限りにおいて記しておく。未確認のものには*印をつけた。

1. 磁場 (P.1 ~)

*S.Sakurai and H.Nagaoka 理研 Table 1 (1922) 1, Table 2 (1927) 69.

2. 反磁場係数 (P.4 ~)

・P.KAPITZA, "The Change of Electrical Conductivity in Strong Magnetic Fields. Part I - Experimental Results."

Proc.Roy.Soc. A, 123, (1929) 292.

・P.KAPITZA, "The Change of Electrical Conductivity in Strong Magnetic Fields. Part II - The Analysis and the Interpretation of the Experimental Results." Proc.Roy.Soc. A, 123, (1929) 342.

・Schuddemagen, C.L.B., "Table of Demagnetizing Factor for Iron Rods."

Phys.Rev. Ser.1.31, (1910), 165.

・Joseph Wüschmidt, "Die Entmagnetisierungsfaktoren Kreiszyklindrischer Stäbe." Zeit. Phys. 19, (1923) 388.

*Verh.d.D.Phy.G. (1915) 369.

・仁科 存, 「鉄棒及磁場係数に就て」 「金属の研究」 12, (1935) 315.

3. 熱力学的考察(P.14 ~)

i) Specific heat of ferromagnetic substance

* Bloch : Handbuch der Radiologie.

* P.Debye: Handbuch der Radiologie Bd.4. electric polarization.

・海野 三朗, 「炭素鋼に於ける A_2 , A_3 変態熱量測定」

「金属の研究」 3, (1926) 527.

*P.Weiss et P.N.Beck, "Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques." Journal de Physique 7, (1908) 249 .

(論文タイトルは, 勝木 渥, 永井寛之, 斉藤方成「本多の磁気理論と, わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅶ」 「物性研究」41, (1983) 96. 中, P146 ~ 154 の「Weiss論文リスト」の孫引き。)

ii) Magneto-caloric effect

・P.Debye, "Die magnetische Methode zur Erzeugung tiefster Temperaturen." Phy.Zeitschrift. 35, (1934) 923.

*P.Weiss et R.Former, "Sur le phénomène magnétocalorique et la chaleur du nickel." C.R. 178, (1924) 1347.

*P.Weiss, Picard et Carrad, "Calorimétrie des substances ferromagnétiques." Arch. Science Phys.et.Nat.43, (1914) 133.

(論文タイトルは, 勝木 渥, 永井寛之, 斉藤方成「本多の磁気理論と, わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅶ」 「物性研究」41, (1983) 96. 中, P146 ~ 154 の「Weiss論文リスト」の孫引き。)

4. [= iii] Magnetostriction (P.25~)

・R.Becker, "Über die Magnetostraktion von ferromagnetischen Ellipsoiden." I.Theorie." Zeit. Phys. 87, (1934) 547.

・Max Kornetzki, "Über die Magnetostraktion von ferromagnetischen Ellipsoiden II. Messungen an Eisen und Kobalt." Zeit. Phys. 87, (1934) 560.

5. Hamiltonsche Funktion in der Bewegungslehren (P.33 ~)

6. Lamor's theorem (P36)

7. Diamagnetismus von Atomen und Molekülen (P.40 ~)

・Ivar Waller, "Der Starkeffekt zweiter Ordnung bei Wasserstoff und die Rydbergkorrektur der Spektren von Li + ." Zeit. Phys. 38, (1926) 653.

・J.C.SLATER, "CENTRAL FIELDS AND RYDBERG FORMULAS IN WAVE MECHANICS" Phys.Rev. 31, (1928) 333 .

8. Diamagnetismus der Metalle (P.54~)

i) Zustände der Leitungselektronen

ii) Diamagnetismus der Leitungselektronen (Landau'sche Theorie)

iii) Paramagnetismus der Leitungselektronen

• W. Pauli jr, "Über Gasentartung und Paramagnetismus."

Zeit. Phys. 41, (1927) 81.

9. Langevin's theory of paramagnetic Gas (P.71 ~)

10. Miss van Leewen's theorem concerning the absence of magnetism with pure classical statistics (P.73~)

*J.H.van Leewen : J.d.Phys. 2, (1921) 361.

11. Der Paramagnetismus von Atomen und Molekülen (P.77~)

i) Diracsche Wellengleichung

ii) Die Paulische Theorie des Spinelektron

12. (=iii)] Paramagnetismus von Atomen (P.96~)

Beispiel 1. Paramagnetismus der Ionen der selten Erden

• AMELIA FRANK, "TEMPERATURE VARIATION OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, GYROMAGNETIC RATIO, AND HEAT CAPACITY IN Sm^{+++} AND Eu^{+++} "

Phys.Rev. 39, (1932) 199.

Beispiel 2. Eisengruppen

• J.H.VAN VLECK, "ON DIELECTRIC CONSTANTS AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITIES IN THE NEW QUANTUM MECHANICS PART II —APPLICATION TO DIA- AND PARAMAGNETISM"

Phys.Rev. 31, (1928) 587.

13. (=iv)] Paramagnetismus von Molekülen (P.106~)

14. Weiss' theory of ferromagnetism

15. Gyromagnetic Effect (P.123~)

(Einstein-de Haas Effect , Richardson effect)

• W.Sucksmith, "The Gyromagnetic Effect for Paramagnetic Substances.

— I .Description of Method and Results on Dysprosium Oxide."

Proc.Roy.Soc. 128 , (1930) 276.

• W.Sucksmith, "The Gyromagnetic Effect for Paramagnetic Substances.

II —Results on Salts of the Iron Group."

Proc.Roy.Soc. 133 , (1931) 179.

16. Heisenbergsche Theorie des Ferromagnetismus (P.125~)

• W.Heisenberg, "Zur Theorie des Ferromagnetismus." Zeit. Phys.49, (1928) 619

(註) P127~ * Lemma : Gruppentheorie

P144~ Heisenbergsche Theorie des Ferromagnetismus

17. Blochsche Theorie des Ferromagnetismus bis tiefen Temperatur (P.163 ~)

· F.Bloch, "Zur Theorie des Ferromagnetismus." Zeit. Phys. 61, (1930) 206 .

18. The ferromagnetic theory of Nickel due to J.C.Slater (P.182 ~)

· J.C.SLATER, "The Ferromagnetism of Nickel" Phys.Rev.49, (1936) 537.

· J.C.SLATER, "THE THEORY OF COMPLEX SPECTRA" Phys.Rev.34, (1929) 1293.

· J.C.SLATER, "ATOMIC SHIELDING CONSTANTS" Phys.Rev.36, (1930) 57.

· E.WIGNER AND F.SEITZ, "On the Constitution of Metallic Sodium"

Phys.Rev.43, (1933) 804.

· E.WIGNER AND F.SEITZ, "On the Constitution of Metallic Sodium II"

Phys.Rev.46, (1934) 509.

19. Anisotropy of ferromagnetic crystals (P.195 ~)

· KÔTARÔ HONDA AND JUNZÔ ÔKUBO, "Ferromagnetic Substances and Crystals in the Light of Ewing's Theory of Molecular Magnetism."

Sci.Rep.Tôhoku Imp.Univ. 5, (1916) 153.

· G.S.Mabajani : Phil.Tran.Roy.Soc. 228, (1929) 63.

· H.Kornfeld, "Die Berechnung elektrostatischer Potentiale und der Energie von Dipol- und Quadrupolgittern." Zeit. Phys.22, (1924) 27.

20. Beckersche Theorie der magnetostriction (P.202~)

· R.Becker, "Zur Theorie der Magnetisierungskurve." Zeit. Phys.62, (1930) 253.

21. Elementargruppe (P.209~)

· J.W.SLATER, "Magnetic Properties of Iron-Cobalt Single Crystals"

Phys.Rev.46, (1934) 139.

· J.W.SLATER, "Magnetic Anisotropy of Nickel-Cobalt Single Crystals"

Phys.Rev.50, (1936) 376.

22. Heisenbergsche Theorie der Magnetostraktion und Magnetisierungskurve
(P.213 ~)

· W.Heisenberg, "Zur Theorie der Magnetostraktion und

der Magnetisierungskurve. " Zeit. Phys. 69(1931) 287.

23. Hysteresis (P.217 ~218)